Der Poleffekt des Eisens

Das Eisenspektrum in der Wasserstoffflamme

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der Philosophischen Fakultät der
Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von

Magdalena Adam
aus Berlin-Steglitz

Tag der mündlichen Prüfung: 9. VI. 1932

Tag der Promotion: 1. III. 1933

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

177

Referenten: Professor Dr. E. Gehrcke
Professor Dr. P. Pringsheim

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus
„Annalen der Physik", 5. Folge, Band 15, Heft 5 u. 6. 1932
und aus „Zeitschrift für technische Physik", 1933, Nr. 1

Printed in Germany

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Teil A

Der Poleffekt des Eisens

Einleitung

An den Polen eines bei Atmosphärendruck brennenden Eisenbogens erscheinen bei einer Reihe von Linien die Wellenlängen um kleine Beträge verschoben gegenüber denen der Bogenmitte. Diese Erscheinung erhielt durch Goos[1]) den Namen Poleffekt.

Der Poleffekt hat in der Spektroskopie u. a. eine große Bedeutung als beträchtliche Fehlerquelle bei exakten Wellenlängenmessungen und hat insbesondere die Aufstellung des internationalen Systems der Wellenlängennormalen sehr erschwert. Er wurde nach Goos[1]) am Eisen weiter untersucht von John und Babcock[2]), [3]), Burns, Meggers und Merrill[4]), Nagaoka[5]) und Nagaoka und Sugiura[6]). Ferner wurde er beobachtet von Royds[7]), [8]) am Al, Cu, Fe, Mg, Na und Sr, von Gale und Whitney[9]) und von Whitney[10]) am Ca, von Gale[11]), von Holmes[12]), von Harris[13]) am Zn und Ca, von Mohr[14]) am Ba und endlich von Monk[15]) am Mn, mit dem sich auch die Arbeit von Brendel-Wirminghaus[16]) beschäftigt.

Insbesondere hat die Frage nach der Ursache des Poleffekts große Schwierigkeiten gemacht; sie ist bis heute trotz teilweise recht erregten Meinungsaustausches noch nicht geklärt. Die zuerst aufgestellte Theorie, welche im Poleffekt eine Art Druckeffekt sieht (Goos)[1]), ist insbesondere durch die neuen Druckeffektmessungen von Babcock[17]) am Eisen hinfällig geworden, nachdem vorher schon Royds[7]), [8]) sowie John und Babcock[2]) Bedenken gegen diese Theorie geäußert hatten. Babcock findet nämlich im Gegensatz zu den alten Druckeffektmessungen von Gale und Adams[18]) bei allen gemessenen Eisenlinien, auch bei den *e*-Linien, nur noch Rotverschiebungen,

während bekanntlich beim Poleffekt nur die *d*-Linien Rot-, die *e*-Linien dagegen Violettverschiebungen zeigen.[2]) Ebenso dürfte auch die Erklärung des Poleffekts als Zeemaneffekt durch Nagaoka[5]) widerlegt sein, der beim Vergleich der Poleffektwerte von John und Babcock[2]) mit den von King[19]) beim Zeemaneffekt gefundenen Werten $\Delta\lambda/\lambda$ bei den *d*-Linien keine Beziehung, bei den *e*-Linien sogar eine Abnahme des Poleffekts mit zunehmendem Zeemaneffekt findet. Auch die Auffassung des Poleffekts als Temperatureffekt schien durch die Arbeit von John und Babcock[2]) erledigt zu sein, die im elektrischen Ofen bei einer Erhöhung der Temperatur von 2300° auf 2600° keine Änderung der Wellenlängen finden konnten. Jedoch sind hier in neuester Zeit wieder Zweifel aufgetaucht; Holmes[12]) behauptet, eine Änderung der Wellenlänge mit der Temperatur gefunden zu haben.

Die meisten Anhänger hat heute die Theorie aufzuweisen, welche den Poleffekt als eine Art Starkeffekt erklärt, da sich bisher stets Übereinstimmung der Vorzeichen beider Effekte ergeben hat, soweit beide gleichzeitig an denselben Linien bekannt sind (etwa 30 an der Zahl). Und zwar stehen sich hier die beiden Meinungen von Stark[20]) und Nagaoka und Sugiura[6]) bisher noch unvermittelt gegenüber. Während letzterer die Ursache des Poleffekts im endlichen Felde einer der Elektrode vorgelagerten Doppelschicht sieht, also etwa im Bereich des Kathodenfalles, erklärt Stark den Poleffekt in gleicher Weise wie die ganz ähnlichen Linienverschiebungen im Starkstrombogen[21]) (1000 Amp.), im Röhrenbogen[22]) und im Funken[22]) als intermolekularen Starkeffekt[23]), also verursacht durch die Felder der das strahlende Atom umgebenden Atome oder Ionen. Letztere Theorie fällt nahezu zusammen mit der vielumstrittenen Dichtetheorie des Poleffekts, welche Dichteunterschiede im Bogen für das Auftreten des Poleffekts verantwortlich macht, deren Berechtigung aber bis heute trotz vieler Bemühungen und einer erregten Auseinandersetzung zwischen Gale[11]) und Royds[7]), [8]) noch nicht erwiesen ist. So konnte z. B. im elektrischen Ofen[2]), [22]) oder im Bogen[8]), [9]) ein Dichteeffekt bisher noch nicht positiv nachgewiesen werden, sondern nur im Röhrenbogen[22]), bei dem starke elektrische Anregung, insbesondere hohe Elektronengeschwindigkeiten vorhanden sind, aus welchem Grunde King[22]) der Dichte nur einen sekundären Einfluß zuschreibt. Als solche sekundären Wirkungen kämen außer intermolekularem Starkeffekt etwa in Betracht Eigenabsorption[20]), [24]) oder eine Kopplung gleicher Resonatoren[25]). Ferner sollte nach der Dichtetheorie, ins-

besondere bei Auffassung des Dichteeffekts als intermolekularen Starkeffekts, auch bei Änderung der Bogenstromstärke eine Änderung der Wellenlänge bzw. des Poleffekts eintreten, da mit Erhöhung der Stromstärke die Dampfdichte und wahrscheinlich auch die Ionendichte im Bogen steigt. Während aber Harris[13]) für zwei Zn-Tripletts, welche Rotverschiebungen zeigen, bei Steigerung der Stromstärke von 3 auf 20 Amp. an der Kathode einen geringen, an der Anode sogar einen starken Anstieg der Wellenlänge findet, können John und Babcock[3]) bei Erhöhung der Stromstärke von $3^1/_2$ auf $8^1/_2$ Amp. eine ziemlich starke Änderung der Wellenlänge nur an den *e*-Linien, dagegen bei den *d*-Linien merkwürdigerweise überhaupt keine Wellenlängenänderungen beobachten, obgleich die betreffenden *d*-Linien einen Poleffekt von gleichem absoluten Betrag zeigen wie die untersuchten *e*-Linien, so daß auch von dieser Seite her noch kein befriedigender Nachweis der Dichtetheorie bzw. der Starkschen Theorie des Poleffekts erbracht werden konnte. Andererseits dürfte auch wiederum die zweitgenannte Deutung von Nagaoka und Sugiura[6]), welche den Poleffekt durch das endliche Feld der Doppelschicht verursacht glauben, nicht recht überzeugen, insbesondere da durch das Vorhandensein einer Doppelschicht das Auftreten eines Poleffekts im Sinne erniedrigten Druckes oder, besser gesagt, im Sinne einer Abnahme des elektrischen Feldes, wie er von Gale und Whitney[9]) am Ca- und von Harris[13]) am Zn-Bogen gefunden wurde, nicht erklärt werden kann.

Somit erscheint das Poleffektproblem noch weit von seiner Lösung entfernt. Die Verhältnisse an den Elektroden scheinen sehr verwickelt zu sein, und es ist sehr gut möglich, daß mehrere Ursachen gleichzeitig wirken, wie z. B. Nagaoka[5]) annimmt, der Druck, Bogenlänge, Geschwindigkeit der Elektronen bzw. Ionen und schließlich das Potentialgefälle an den Elektroden für das Auftreten des Poleffekts verantwortlich macht. Um einen Beitrag zur Lösung dieses Problems zu liefern, unternahm ich daher auf Veranlassung von Prof. Dr. E. Gehrcke eine neue Untersuchung des Poleffekts.

Teil I

Der Starkeffekt des Eisens

Um zunächst die Beziehungen zwischen Poleffekt und Starkeffekt weiter zu prüfen, untersuchte ich den Starkeffekt des Eisens nach der Kathodenschichtmethode. Die Versuchsanordnung war im wesentlichen die gleiche wie bei Takamine[26]), der bereits 11 grüne Eisenlinien gemessen hat.

Versuchsanordnung

Fig. 1a zeigt das kugelförmige Entladungsrohr, das einen Durchmesser von 18 cm hatte.

Gegenüber dem engen Glasrohr n, das die Al-Anode a trug, befand sich ein weites Glasrohr g, welches mit Hilfe eines Normalschliffes h auf ein gleichweites Glasrohr i aufgesetzt wurde, das sich nach unten auf die Hälfte seines Durchmessers verengte. In diesem zweiten Glasrohr i, dessen enger Rohransatz l mit Hilfe eines vakuumdichten Gummischlauches mit einer Gaederotationsölpumpe in Verbindung stand, war die durch ein Quarzrohr e geschützte Kathode d mit Vakuumlack befestigt. Die Kathodenteile konnten so jederzeit erneuert und, was für das Gelingen des Versuches

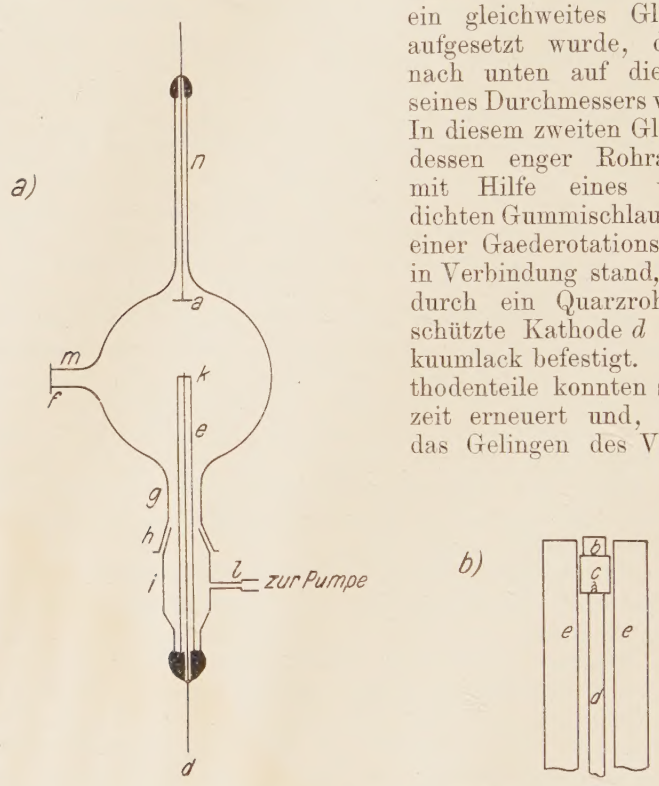

Fig. 1. Versuchsanordnung

von großer Wichtigkeit war, nach Abnahme des oberen Rohres genau justiert werden. Zur spektroskopischen Beobachtung befand sich in der Höhe der Kathodenoberfläche k, welche von der Anode a 7 cm entfernt war, ein Quarzfenster f; um es vor Beschlagen durch Kathodenzerstäubung zu schützen, wurde es an einem 4 cm langen und 4 cm weiten Rohransatz m angebracht.

Die Hauptschwierigkeit dieser Untersuchung lag in der Konstruktion der Kathode. Ist die Kathode ungeschützt oder der Abstand zwischen schützendem Quarzrohr und Kathode zu groß, so geht eine Glimmentladung von den tieferen Teilen der Kathode aus; tritt dagegen Berührung zwischen glühender Kathodenoberfläche und Quarzrohr ein, so setzt eine Glimmentladung an dem glühenden Quarzrohr an.

Die Kathode ist in Fig. 1b besonders abgebildet. Von dem oberen etwa 2 mm langen Teil *b* eines 6 mm langen, 2 mm dicken Eisenzylinders *c* wurde außen $^1/_{10}$ mm abgefeilt. Er wurde auf einen emaillierten Eisenstab *d*, der gleichzeitig als Stütze und als Stromzuführung diente, aufgeschraubt und in den oberen, möglichst gut rund geschliffenen Teil des widerstandsfähigen Quarzrohres *e* von 4 mm Wandstärke und 30 cm Länge genau eingepaßt, so daß nur ein kleiner Spielraum zur Wärmeausdehnung blieb. Die Kathode, die in ihrem oberen Teil *b* sonach einen Abstand von etwa $^1/_{10}$ mm vom Quarzrohr hatte, ragte noch $^1/_3$ mm über die Oberfläche des Quarzrohres hinaus. Dadurch wurde eine Wärmeübertragung durch Strahlung von der glühenden Kathodenoberfläche auf das Quarzrohr verhindert. Quarzrohr *e*, Glasrohr *i* und Eisenstab *d* wurden durch vakuumdichten Siegellack verbunden.

Um einen recht hohen anomalen Kathodenfall zu erhalten, war nicht nur die Kathode möglichst klein, sondern auch die Stromstärke möglichst groß zu wählen. Ich benutzte die größte Stromstärke, bei der noch ein ruhiges, allmähliches Abbrennen der Kathode möglich war: 15 mA. Als Betriebsspannung verwandte ich 3000 Volt von einem Gleichstromdynamo (von maximal 5000 Volt und 0,3 Amp.); Wechselstrom oder ein mit einer Elektronenröhre gleichgerichteter Wechselstrom ergaben kein Metallspektrum. Die Spannung am Entladungsrohr betrug bei dem benutzten Druck von 2 mm Hg 1800 Volt.

Die Kathode und die benachbarten Entladungsteile des Bogens wurden mit Hilfe einer achromatischen Linse von 12 cm Brennweite unter Zwischenschaltung eines Wollastonschen Polarisationsprismas[34]) in natürlicher Größe auf den Spalt des Glasspektrographen *A* abgebildet. Dieser war aus einem Abbé-Littrowschen Halbprisma aus Flintglas und einer Linse von 90 cm Brennweite nach dem Prinzip der Autokollimation[27]), zusammengesetzt und hatte bei 4900 ÅE eine Dispersion von 21 ÅE/mm (d. h. bei der benutzten Brennweite von 90 cm haben zwei um 21 ÅE entfernte blaugrüne Linien einen Abstand von 1 mm). Er zeichnete sich durch außer-

ordentliche Lichtstärke aus, so daß die Expositionszeit trotz der großen Lichtschwäche des Eisenspektrums nur $^1/_4$ Std. betrug.

Die photographischen Platten waren Ultraspezialplatten 9 × 18. Die Spektrogramme wurden auf einem Komparator von Toepfer (Potsdam) ausgemessen und mit Hilfe der Hartmannschen Dispersionsformel ausgewertet.

Ergebnisse

Die elektrische Feldstärke berechnete sich aus der Aufspaltung von H_β zu 28 500 Volt/cm (innerhalb der Fehlergrenze die gleiche wie bei Takamine[26]). In dem Gebiet von 4000—5000 ÅE (unterhalb von 4300 ÅE störte das Bandenspektrum des Wasserdampfes) zeigten die Linien 4957, 4920, 4891, 4872, 4260 und 4250 im elektrischen Feld Rotverschiebungen. Die anderen lichtstarken Linien 4415, 4405, 4384, 4326 und 4308 blieben unverschoben. Für die am besten meßbaren Linien sind die gefundenen Verschiebungen in Tab. 1 angegeben.

Tabelle 1

4957	0,5 ÅE
4920	0,6 ÅE
4891	0,3 ÅE

Die Meßgenauigkeit betrug wegen der geringen Dispersion des Spektrographen nur 1 bis 2 Zehntel ÅE. Auf eine besondere Angabe der Werte für die beiden Polarisationsrichtungen wurde aus diesem Grunde verzichtet.

Diese Untersuchungen zeigen von neuem die Parallelität zwischen Poleffekt und Starkeffekt. Auch beim Poleffekt zeigen die ersten 6 Linien eine Verschiebung nach Rot, die übrigen 5 bleiben unverschoben (vgl. Teil IIa). Erklärt man den Poleffekt allein durch Starkeffekt und nimmt für Eisen einen linearen Starkeffekt an, so berechnet sich aus den Werten der Tab. 1 und den entsprechenden Poleffektwerten (vgl. S. 23) für das elektrische Feld an der Kathode eines Eisenbogens in Luft eine Feldstärke von 900 Volt/cm. Soll diese durch das endliche Feld des Kathodenfalles erzeugt werden, so muß der Kathodenfall (bei Eisen etwa 15 Volt) auf 0,2 mm erfolgen. Für eine genauere Untersuchung des Starkeffekts des Eisens liegt die Schwierigkeit darin, den passenden Spektralapparat zu finden, der gleichzeitig eine hohe Auflösungskraft und eine große Lichtstärke

aufweisen muß. Im Teil IIa wird eine Versuchsanordnung ausgearbeitet, die sich gut für die Untersuchung kleiner Starkeffektwerte eignet.

Teil IIa

Der Eisenbogen bei kleinen Stromstärken

Um einen weiteren Aufschluß über die Natur des Poleffekts zu gewinnen, unternahm ich die im Teil IIa darzustellende spektroskopische Untersuchung des Eisenbogens bei kleinen Stromstärken unterhalb von 1 Amp.

Der Poleffekt ist bei den kleinen Stromstärken unterhalb von 1 Amp. bisher überhaupt noch für kein Metall untersucht worden. Über den Eisenbogen bei kleinen Stromstärken liegt bisher nur eine spektroskopische Arbeit von Fabry und Buisson[28]) vor, die nur einen Spektralapparat kleiner Dispersion benutzen. Sie finden bei kleinen Stromstärken an der Anode eines Eisenbogens, und zwar an der Stelle, wo bei größeren Stromstärken Eisenfunkenlinien auftreten, ein Gasspektrum und beobachten auch in der Bogenmitte ein stärkeres Hervortreten des Spektrums der Atmosphäre als bei den Stromstärken von über 1 Amp. Das Auftreten des Gasspektrums an der Anode sowie die Beobachtungen von Malcolm und Simon[29]), Cady und Arnold[30]) und Schmick und Seeliger[31]) über das Aussehen und die elektrischen Eigenschaften des Eisenbogens bei kleinen Stromstärken zeigen, daß man es, nach der Bezeichnungsweise von Hagenbach[32]), mit einem Glimmbogen der Form 1a zu tun hat.

Versuchsanordnung

a) Optik

Die Untersuchung des Poleffekts bei kleinen Stromstärken stellt recht hohe Anforderungen an die verwandte Optik. Da der Poleffekt nur gering ist, etwa 0,01 ÅE, so muß der Spektralapparat ein möglichst hohes Auflösungsvermögen besitzen. Dann aber kann wegen der beträchtlichen Lichtschwäche des Spektrums nur lichtstärkste Optik zur Anwendung kommen. Bei der Aufstellung der Versuchsanordnung ist darauf zu achten, daß die Lichtstärke der einzelnen Apparate voll ausgenutzt wird.

Die Spektroskope höchster Auflösungskraft, die gleichzeitig eine genügende Lichtstärke aufweisen, sind die Interferenzapparate von Lummer-Gehrcke und Perot-Fabry. Mir standen zwei vorzügliche Lummer-Gehrcke-Platten von 5 (Zeiss)

und 10 mm Dicke (Hilger) zur Verfügung. Diese wurden nach den ersten Vorversuchen auf der einen Seite versilbert, wodurch nach Lau[33]) infolge der auf dieser Seite eintretenden Totalreflektion die Auflösungskraft wesentlich erhöht wird und gleichzeitig die Lichtstärke auf etwa das Doppelte steigt. Die Auflösungskraft der versilberten 5-mm-Platte war noch zu gering, um die Erscheinungen an der Kathode deutlich erkennen zu lassen. Dagegen war die versilberte 10-mm-Platte wegen ihrer großen Lichtstärke und Auflösungskraft für diese Untersuchung vorzüglich geeignet.

Diese hatte eine Dicke von 9,71 mm und eine Länge von 30 cm. Ihr Brechungsindex wird nach Messungen von Janicki durch die Formel $n = 1{,}5484 + \frac{114{,}9}{\lambda - 1925{,}9}$ dargestellt.

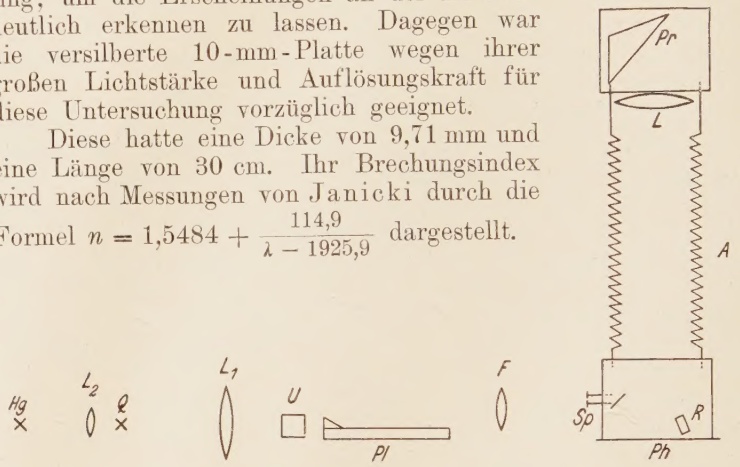

Fig. 2. Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 2 schematisch wiedergegeben. Wie heute meist üblich, wurde die Grobzerlegung hinter der Feinzerlegung vorgenommen. Die Interferenzstreifen der Lummer-Gehrcke-Platte *Pl* wurden mit Hilfe des Fernrohrobjektivs *F* von 40 cm Brennweite auf den Spalt *Sp* des Hilfsspektrographen *A* abgebildet, der die auf dem Spalt zusammenfallenden Interferenzstreifen der einzelnen Linien in seiner Bildebene *Ph* nebeneinander entwarf. Wegen der außerordentlichen Lichtstärke benutzte ich als Hilfsspektrographen den Glasspektrograph, der bereits im Teil I zur Untersuchung des Starkeffekts diente und S. 5 beschrieben wurde. Seine Dispersion betrug im Blaugrün nur 21 ÄE/mm, gestattete aber die Beobachtung von 20 Hauptlinien des Eisens, ohne daß bei der erforderlichen Spaltbreite von 2 mm eine Überdeckung durch Nachbarlinien oder eine Fälschung der Ergebnisse durch starke Linien, die bei der geringen Dispersion von den Hauptlinien nicht getrennt waren, zu befürchten war. Bei der benutzten Brennweite des Fernrohrs konnte ich etwa die 12

letzten Interferenzstreifen beobachten, bei einer Linienbreite, welche die Linienfeinstruktur und die Linienverschiebungen gut erkennen und messen ließ. Eine Verzerrung der Interferenzstreifen durch das Prisma des Hilfsspektrographen trat nicht ein.

Die Verwendung von versilberten Interferenzplatten macht eine Trennung der beiden Polarisationseinrichtungen parallel und senkrecht zur Plattenebene unerläßlich, da diese bei der Reflektion am Silber eine Phasenverschiebung gegeneinander erleiden und infolgedessen die entsprechenden Interferenzbilder gegeneinander verschoben erscheinen. Ich benutzte ein Rochonsches Polarisationsprisma[34]) *R* von 3 cm Dicke und 6 cm Länge, das ich in Richtung der einfallenden Strahlen so vor die photographische Platte *Ph* stellte, daß die beiden Bilder genau horizontal nebeneinander lagen. Die Entfernung der beiden Bilder betrug 2 cm, so daß bei der Größe des gleichzeitig sichtbaren Spektralgebietes, das bei der Dispersion der Lummer-Gehrcke-Platte nur etwa 150 ÅE betrug, keine Überdeckung der beiden Polarisationsbilder eintrat.

Um eine schnelle und leichte Übersicht über den Bogen zu haben und die Bogenmitte und die Bogenteile an der Kathode (bzw. Anode) gleichzeitig photographieren zu können, schaltete ich zwischen Lichtquelle *Q* und Interferenzplatte *Pl* eine achromatische Linse L_1 von 30 cm Brennweite ein und bildete die Bogenachse in Richtung der Interferenzstreifen auf den Spalt *Sp* des Spektrographen *A* ab. Die Bildvergrößerung von 4 : 3 war groß genug, um die Änderung der Wellenlänge im Gebiet des Kathodenbüschels gut verfolgen zu können, und gestattete bei einer Spaltbreite von 2 mm, die wegen der sonst eintretenden Überlagerung der einzelnen Spektrallinien nicht überschritten werden durfte, die gleichzeitige Beobachtung von Bogenmitte und Polnähe. Um den Bogen bei Horizontalstellung der Interferenzplatte vertikal brennen zu können, fügte ich zwischen Linse L_1 und Platte *Pl* das in der Fig. 3, S. 10 abgebildete Umkehrprisma *U* ein, welches das Bogenbild um 90° dreht und ähnlich wie die Umkehrprismen von Porro, Daubresse usw. (vgl. Czapski und Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente S. 588 und S. 595[35])) aus einer Kombination totalreflektierender Prismen besteht: auf die beiden Kathetenflächen eines gleichschenkligen rechtwinkligen Prismas sind zwei weitere Prismen von derselben Form und Größe wie das erste mit ihren Kathetenflächen *BCEH* und *CEFG* derart aufgekittet, daß die beiden anderen Kathetenflächen *ABCD* und *EFJK* in zwei verschiedenen,

einander parallelen Ebenen liegen und die brechenden Kanten *BC*, *CE*, *EF* aller drei Prismen aufeinander senkrecht stehen. Die Kathetenfläche, 16 cm², war so groß, daß die Interferenzplatte voll mit Licht ausgefüllt war. Bei Zwischenschaltung dieses Prismas wird eine vertikale Linie des Bogens auf dem Spalt des Spektrographen gleichzeitig mit den Interferenzstreifen als horizontale Linie scharf abgebildet, falls sich der Bogen im Brennpunkt der Linse L_1 befindet, und zwar wegen der Interferenzwirkung der Platte *Pl* nur in einem einzigen Interferenzstreifen einer bestimmten Ordnung einer bestimmten Spektrallinie. Das gesamte Poleffektgebiet erstreckte sich bei der von mir benutzten Vergrößerung über etwa 12 Interferenzstreifen der jeweils eingestellten Linie, während in den beiderseitigen Nachbarlinien überhaupt nur ein Teil des Poleffektgebietes in ungefähr 6 Interferenzstreifen sichtbar war. Es mußte daher jede Linie einzeln beobachtet werden, wobei auf größte Gleichheit der Versuchsbedingungen geachtet wurde. Der Bogen wurde stets so eingestellt, daß das Poleffektgebiet immer gerade noch im letzten Interferenzstreifen sichtbar war. Zur Messung wurden etwa die letzten 12 Interferenzstreifen benutzt.

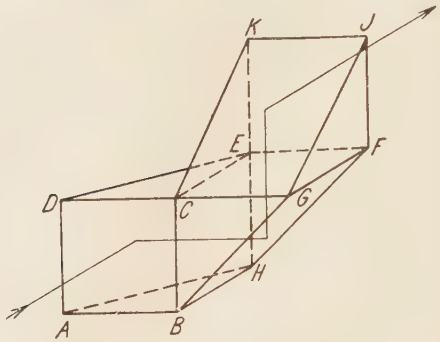

Fig. 3. Umkehrprisma

Von der Linse L_1 wurden nur die mittleren Teile zur Abbildung des Bogens verwandt. Abbildungsfehler durch die Prismenwirkung der Interferenzplatte *Pl* waren nicht zu befürchten, da die Strahlen, die zur Abbildung eines Punktes beitragen, die Platte parallel durchsetzen und die den einzelnen Punkten entsprechenden Strahlenrichtungen bei der geringen Bildgröße nur einen kleinen Winkel miteinander bildeten.

Die Lichtquelle *Q* mußte sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung fein verschiebbar sein, da nur ein kleiner Raumteil abgebildet wird. Die Feinregulierung in vertikaler Richtung war am Bogengestell selbst angebracht (vgl. S. 12). Zur Verstellung in horizontaler Richtung wurde das Bogengestell auf einen Schlitten geschraubt.

Die benutzte Versuchsanordnung zeichnet sich durch außerordentliche Lichtstärke aus. Die Expositionszeiten betrugen trotz der Lichtschwäche des Spektrums nur wenige Minuten. Aus diesem Grunde ist die Versuchsanordnung auch gut zur Untersuchung kleiner Starkeffekte im Vakuum geeignet.

Justierung

Bei der Justierung der in Fig. 2 S. 8 abgebildeten Versuchsanordnung mußte auf möglichst große Abbildungsschärfe sowohl der Interferenzstreifen als auch des Bogens geachtet werden, da sonst die Erscheinungen an der Kathode schlecht oder überhaupt nicht sichtbar waren. Nachdem die Schärfe der Interferenzstreifen mit Hilfe einer Hg-Lampe photographisch geprüft war, wurde die Abbildungsschärfe des Bogens sorgfältig justiert, zunächst an den Schatten der kalten Elektroden des Eisenbogens, die in den Hg-Linien senkrecht zu den Interferenzstreifen erschienen, zuletzt ebenfalls photographisch am brennenden Eisenbogen, wobei auf den hellen Strich eingestellt wurde, der in den Eisenlinien senkrecht zu den Interferenzstreifen sichtbar war (vgl. S. 15). Die Entfernung zwischen Linse L_1 und Bogen Q mußte auf 1 mm genau festgelegt werden.

b) Der Eisenbogen

Ich untersuchte den Eisenbogen bei den Stromstärken von 0,18 und 0,5 Amp. Um einen möglichst stabilen Bogen zu erhalten, benutzte ich eine Betriebsspannung von 480 Volt Gleichstrom aus Batterien und eine Bogenlänge von $2^1/_2$ mm (auf die Wellenlänge in der Bogenmitte war die Bogenlänge ohne Einfluß). Außerdem erwies sich für ein ruhiges Brennen die Anwendung einer kleinen Kathode als notwendig. Bei einer großen Kathode von 1 cm Durchmesser wanderte der Bogen auf dieser schnell hin und her und verschwand dauernd aus dem Gesichtskreis der Beobachtung. Auch das Aufschmelzen einer kleinen Oxydkugel auf die große Elektrode bewährte sich nicht, da die Kugel zu schnell abbrannte. Der Durchmesser der Anode war für die Stabilität des Bogens ohne Bedeutung, doch waren die Erscheinungen an der Anode bei kleinerem Durchmesser besser sichtbar. Am günstigsten erwies sich eine Kathode von 0,9 mm Durchmesser. Bei klein wenig größerem Durchmesser bildete sich beim Brennen allmählich ein Krater, so daß das Poleffektgebiet mehr und mehr verschwand. Ein kleinerer Durchmesser war schon aus dem Grunde nicht ratsam, weil die Kathode zu schnell abbrannte.

Außerdem war zu befürchten, daß sich dann die Ionendichte und der Kathodenfall, der bekanntlich bei Verkleinerung der Kathode unter einen Mindestbetrag anomal wird, in unübersehbarer Weise ändern, so daß beim Vergleich der Poleffektwerte bei verschiedenen Stromstärken keine einwandfreien Schlüsse möglich wären. Bei Verwendung eines 0,9 mm dicken Eisenstabes hatte die Oxydkugel, die sich sofort beim Zünden auf der Kathode bildete, einen solchen Durchmesser, daß der äußere Brennfleck gerade auf ihr Platz hatte, also noch die Bedingungen eines normalen Kathodenfalles vorlagen. Sie wuchs mit der Stromstärke und hatte bei 0,18 Amp. etwa einen Durchmesser von 1,4 mm, bei 0,5 Amp. einen solchen von 1,5 mm. Als Anode verwandte ich einen gleichen Eisenstab von 0,9 mm Dicke. Die Oxydkugel war hier größer als an der Kathode, und beim Betrieb wurde sie mit der Zeit immer größer und flacher. Sie brannte jedoch nur wenig ab im Vergleich zur Kathode.

Unter den beschriebenen Versuchsbedingungen brannte der Bogen bei Stromstärken von 0,5 Amp. an abwärts vollkommen ruhig und stabil. Bei größeren Stromstärken begann er wieder unruhig zu werden. 0,18 Amp. war die untere Grenze, bei welcher der Bogen bei der Bogenlänge von $2^1{}_2$ mm und 480 Volt Betriebsspannung ohne Gefahr des Verlöschens brannte. Die Klemmenspannung am Bogen betrug bei 0,18 Amp. 161 Volt, bei 0,5 Amp. 86 Volt. Sie wurde an einem dem Bogen parallel liegenden Voltmeter abgelesen, während ein mit dem Bogen in Reihe geschaltetes Präzisionsamperemeter von Siemens & Halske die Stromstärke angab.

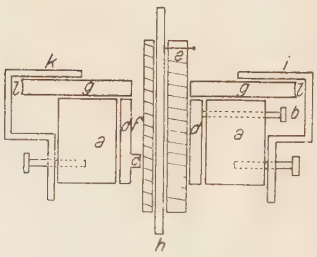

Fig. 4. Halterung der Kathode

Als Bogengestell diente nach Abnahme der Metallkapsel das von Curtis[36]) beschriebene Gestell der Vakuumbogenlampe, das außer der zur Zündung und Einregulierung notwendigen Gegeneinanderbewegung der Elektroden noch eine Feinverstellung der Bogenhöhe gestattete. Um während der Expositionszeit die Elektroden, von denen besonders die Kathode schnell abbrannte, fein nachstellen zu können, wurden in die Elektrodenhalter Einsatzstücke eingesetzt, wie sie in Fig. 4 abgebildet sind. In den Elektrodenhalter *a* aus Eisen wurde mit Hilfe der Schraube *b* ein mit einem kleinen Zapfen *c*

versehener Messingzylinder *d* eingeklemmt, in dem ein zweiter genau passender Hohlzylinder *e* von 2 mm innerem Durchmesser und 3 cm Länge hing. Dieser wies an seiner Außenseite ein Gewinde auf, das durch einen zum Zapfen *c* passenden vertikalen Schlitz *f* unterbrochen war. Die auf dem Elektrodenhalter *a* aufliegende Mutter *g* des Gewindes wurde an der Aufwärtsbewegung durch die Klammern *i* und *k* gehindert, die ihr nur eine freie Drehbewegung gestatteten. Zur Fernregulierung wurde um die Rille *l* der Mutter eine Schnur gelegt, die in Richtung senkrecht zur Achse der optischen Apparatur (Fig. 2) zu einer horizontalen Rolle führte. Von hier aus konnten die in den Zylinder *e* eingesetzten Elektroden *h* fein nachgestellt werden, im ganzen 2 cm.

Während der Exposition kontrollierte ich dauernd die Höhe der jeweils spektrographisch untersuchten Elektrode, indem ich durch ein neben den Rollen aufgestelltes Fernrohr mit Fadenkreuz ein vergrößertes Bild des Bogens anvisierte. Bei einer Gesamtvergrößerung von 30 : 1 konnte die Elektrodenoberfläche gut auf $^1/_{30}$ mm genau auf gleicher Höhe gehalten werden. Um die Bogenlänge konstant zu halten, mußte ich auch die andere Elektrode nachstellen. Die Kontrolle für genau gleiche Bogenlänge lieferte der Ausschlag des dem Bogen parallel liegenden Voltmeters.

Die Justierung

Die Elektroden mußten sehr gut justiert werden. Zunächst mußten Kathode und Anode einander genau gegenüberstehen. Bei einer Neigung der Bogenachse in Richtung der optischen Apparatur trat eine Abschattung wichtiger Bogenteile durch die Elektroden ein. Eine Neigung in dazu senkrechter Richtung war zu vermeiden, wenn man vertikal genau übereinander liegende Bogenteile miteinander vergleichen wollte. Dann aber mußten die Elektroden in die Zylinder *e* so eingesetzt werden, daß die Richtung der Elektroden genau in die Nachstellrichtung des Gewindes fiel, da sonst beim Nachstellen eine Verschiebung der Elektrodenoberfläche in horizontaler Richtung erfolgte. Trat diese in Richtung senkrecht zur Achse der optischen Apparatur ein, so ging der helle Punkt, der dem Poleffektgebiet entsprach, während der Exposition von der ursprünglich eingestellten Linie auf eine Nachbarlinie über.

Das Aussehen des Eisenbogens

Fig. 5 zeigt schematisch ein vergrößertes Bild des Eisenbogens kleiner Stromstärken, wie es bei der Abbildung des

Bogens durch eine Linse auf einem weißen Schirm erscheint. Cady und Arnold[30]) beschreiben ihn folgendermaßen:

„Der eigentliche Eisenbogen hat am negativen Ende eine bläulich-weiße Farbe (in Fig. 5 der helle Punkt *a*, das Kathodenbüschel), welche, wenn man sich der Anode nähert, allmählich in dunkelblau übergeht (positive Säule *b*). An der Anode ist eine Schicht, die fast vollständig dunkel zu sein scheint (*c*). Der Bogen ist von einem gelblich-grünen Mantel umgeben (*d*), welcher anscheinend von der Oxydation des Eisens im Bogen herrührt. Dieser vermeidet anscheinend die Anode (*l*) zu berühren. Außerhalb des Mantels findet sich ein dünner zweiter Mantel oder Schale (*e*); diese Schale geht von der Kathode aus und rührt anscheinend von der Oxydation des negativen Kügelchens her."

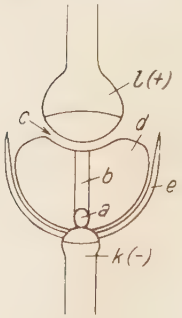

Fig. 5.
Eisenbogenflammen

c) Verschiedenes

Wegen der Temperaturempfindlichkeit der Lummer-Gehrcke-Platte wurde die Temperatur des Zimmers schon lange Zeit vor der Exposition konstant gehalten und die Interferenzplatte allseitig gegen Zugluft geschützt.

Als photographische Platten benutzte ich grünempfindliche Andresa-Platten 9×18. Mit einem Komparator von Toepfer (Potsdam) wurden etwa die letzten 12 Interferenzstreifen einer Linie von demjenigen Polarisationszustand ausgemessen, dem die größere Auflösungskraft der Interferenzplatte entsprach, dessen elektrischer Vektor also (wegen der Einschaltung des Umkehrprismas *U*) parallel zur Bogenachse stand. Die Linienverschiebungen wurden graphisch ermittelt, wobei das Dispersionsgebiet nach der Formel v. Baeyers[37]) berechnet wurde:

$$\Delta\lambda_{\max} = \frac{\lambda^2\sqrt{n^2-1}}{2d\left(1-n^2+n\lambda\cdot\frac{dn}{d\lambda}\right)}\,.$$

Ergebnisse

In dem Gebiet zwischen 4000 und 5600 ÅE wurden folgende 19 Eisenlinien untersucht, die sich durch große Lichtstärke und ihre isolierte Lage im Spektrum auszeichnen (vgl. S. 8).

		Multiplett:
Druckklasse *a*:	5270, 5328	$a^5F - a^5D^*$ bzw. $a^3F - a^3D^*$
Druckklasse *b*:	4046, 4064, 4072	$a^3F - b^3F^*$
	4308, 4326	$a^3F - a^3G^*$
	4384, 4405, 4415	$a^3F - a^5G^*$
	4529	$a^5P - c^5D^*$
Druckklasse *c*:	4872, 4891, 4920, 4957	$a^7F^* - a^7D$
Druckklasse *d*:	4260, 4299	$a^7D^* - a^7D$
	5587, 5616	$a^5F^* - b^5D$

Linien der Druckklasse *e* konnte ich leider nicht untersuchen, da sie entweder zu lichtschwach waren oder eine Überlagerung durch die Spaltbilder benachbarter Linien eintrat.

a) Feinstruktur der Bogenentladung

Zunächst lassen die Interferenzbilder die Gliederung des Bogens längs der Bogenachse und die Helligkeitsverteilung in dieser Richtung deutlicher erkennen, als es am Bogenbild der Fig. 5 selbst möglich war; es ergeben sich folgende Einzelheiten:

Das Kathodenbüschel *a* ist etwa doppelt so hell wie der anschließende Teil der positiven Säule *b*. Die positive Säule *b* nimmt bei Annäherung an die Anode an Helligkeit ab, um dann in den Dunkelraum *c* an der Anode überzugehen. Der Dunkelraum *c* ist nicht vollkommen lichtlos, sondern sendet nur ein lichtschwaches Eisenspektrum aus, das bei Vergrößerung der Expositionszeit allmählich mehr und mehr zum Vorschein kommt.

Außer diesen drei in der Fig. 5 S. 14 bereits sichtbaren Bogenteilen erkennt man in den Interferenzbildern ferner das Funkenliniengebiet *h*, das nach Fabry und Buisson[28]) auch beim Eisenbogen kleiner Stromstärken unmittelbar an der Kathode vorhanden ist und Kathodenbüschel und Kathode voneinander trennt, sowie das Gebiet des zuerst von Fabry und Buisson[28]) beobachteten Anodenglimmlichts *g* (vgl. S. 7). An der Stelle des Funkenliniengebietes *h* erscheint in den Interferenzbildern senkrecht zu den Interferenzstreifen ein schmaler heller Streifen (vgl. hierzu auch S. 19 und S. 25). Das Gebiet des Anodenglimmlichts seinerseits wird in den Interferenzbildern der Eisenlinien erst bei größeren Expositionszeiten sichtbar: bei allmählicher Vergrößerung der Expositionszeiten zieht sich der Dunkelraum *c* auf den Photogrammen allmählich mehr und mehr zusammen, bis schließlich unmittelbar vor der Anode noch ein schmaler dunkler Streifen *g* übrig bleibt,

welcher bei weiterer Steigerung der Expositionszeiten nicht mehr verschwindet, in welchem also absolut kein Eisenlicht ausgesandt wird. An einer großen Anode konnte ich an dieser Stelle beim Einsetzen der Entladung das Gasspektrum des Glimmlichts auch positiv erkennen. Die Teile g und h nehmen von der Bogenachse etwa je $^2{}_{10}$ mm ein, während das Kathodenbüschel a davon etwa 1 mm einnimmt.

Schließlich zeigt sich in den Interferenzbildern noch eine Erscheinung, welche bisher beim Eisenbogen kleiner Stromstärken noch nicht bekannt war. Die positive Säule b schließt sich nämlich nicht unmittelbar an das Kathodenbüschel a an, sondern ist von diesem durch einen dunkleren Raum i getrennt, welcher etwa $^1/_3$ mm von der Bogenachse einnimmt, und welcher dem Faradayschen Dunkelraum bei der Vakuumentladung entspricht; er ist auf den Photogrammen je nach der Expositionszeit mehr oder weniger deutlich sichtbar. Während bei dem unter Atmosphärendruck brennenden Eisenbogen kleiner Stromstärken bereits in der von Fabry und Buisson[28]) entdeckten Erscheinung des Glimmlichts eine gewisse Analogie mit einem Vakuumbogen von einigen Milliampere Stromstärke vorhanden war, ist diese Analogie auf Grund meiner Beobachtung des Dunkelraumes i nahezu vollständig geworden. Nunmehr zeigen beide Bogen vom Kathodenbüschel bis zur Anode die gleiche Struktur: Kathodenbüschel, Faradayscher Dunkelraum, positive Säule, die in einen Dunkelraum vor der Anode übergeht, und Anodenglimmlicht.

Die kathodischen Entladungsteile erkennt man am besten an der Abb. 3 der Fig. 6, welche das Interferenzbild der Linie 4046 für die kathodische Bogenhälfte in dem mit dem elektrischen Vektor ∥ zur Bogenachse schwingenden Polarisationszustand darstellt, und in dem außer dem Funkenliniengebiet h, dem Kathodenbüschel a und einem Teil der positiven Säule b auch der Dunkelraum i deutlich erkennbar ist. Den Anodendunkelraum c zeigt deutlich die Abb. 1 der Fig. 6, welche das Interferenzbild der Linien 5270 für die anodische Bogenhälfte in dem mit dem elektrischen Vektor ⊥ der Bogenachse schwingenden Polarisationszustand wiedergibt. Abb. 1 setzt die Abb. 2 nach oben hin fort und stellt ebenso wie die übrigen Abbildungen der Figg. 6 und 7 den Fall dar, daß sich die Anode oberhalb der Kathode befindet. — Eine verschiedene Polung des Bogens war übrigens auf alle von mir beobachteten Erscheinungen ohne wesentlichen Einfluß. — Das Gebiet des Anodenglimmlichts g schließlich erkennt man

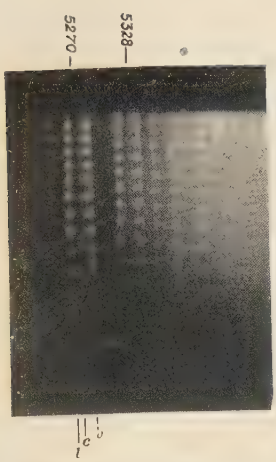

Abb. 1

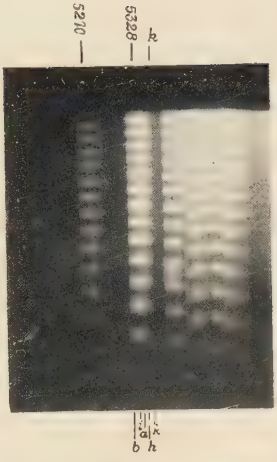

Abb. 2

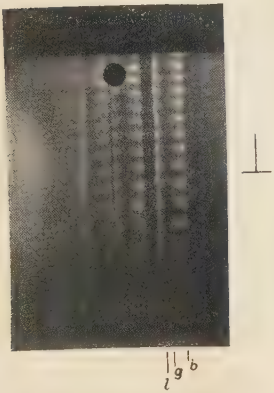

Abb. 4a

Abb. 3

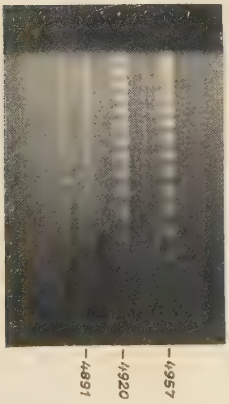

Abb. 4b

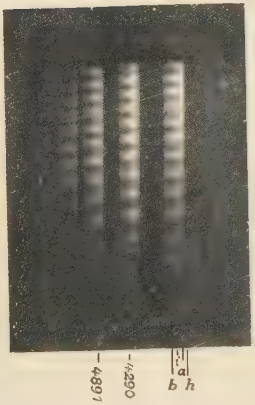

Abb. 5

Fig. 6. Interferenzen der verschiedenen Teile des Eisenbogens

Diss. Adam.

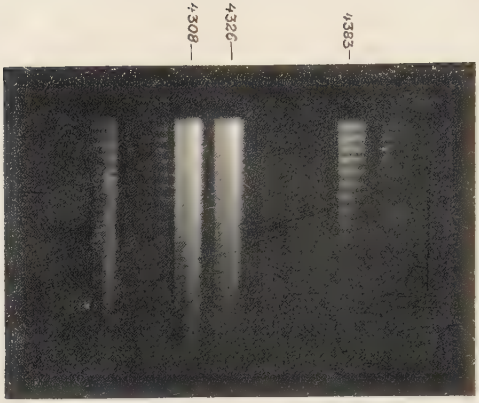

Abb. 6 ∥

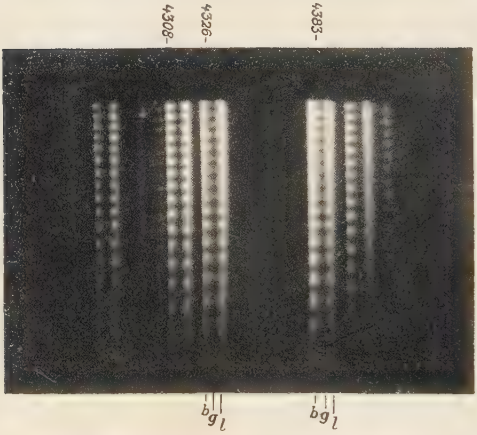

Abb. 7 ⊥

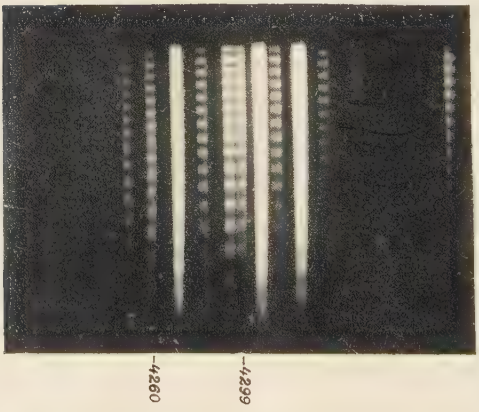

Abb. 8 ∥

Fig. 7. Interferenzen der verschiedenen Teile des Eisenbogens

z. B. in Abb. 7 Fig. 7, die bei verhältnismäßig großer Expositionszeit erhalten wurde. Anoden- bzw. Kathodenoberfläche wird in den Abbildungen der Figg. 6 und 7 durch die polarisierten Interferenzpunkte *l* bzw. *k* angezeigt, deren Deutung mir zunächst einige Schwierigkeiten machte; sie rühren von den kleinen Spiegelbildern des Bogens her, welche auf der bei der hohen Temperatur stark spiegelnden Anode bzw. Kathode erscheinen, und stellen die Spiegelbilder der Interferenzstreifen *a* bis *h* dar. Die Bezeichnungen $\parallel$ und $\perp$ bedeuten in den Abbildungen der Figg. 6 und 7, daß der elektrische Vektor $\parallel$ bzw. $\perp$ zur Bogenachse schwingt.

b) Verstärkung bzw. Schwächung der verschiedenen Eisenlinien beim Eintritt in das Funkenliniengebiet

An Stelle des schmalen hellen Streifens *h*, der z. B. bei den Linien der Druckklassen *c* und *d* erheblich heller ist als die Interferenzstreifen im Kathodenbüschel *a*, erscheint bei den Linien 5270 und 5328 der Druckklasse *a* ein schmaler dunkler Streifen *h* (vgl. Abb. 2 der Fig. 6), in dem bei Vergrößerung der Expositionszeit erst allmählich ein schwaches Eisenspektrum sichtbar wird; d. h. geht man vom Kathodenbüschel *a* in das Funkenliniengebiet *h* über, so erfahren die Linien der Druckklassen *c* und *d* eine erhebliche Intensitätszunahme, während die Linien der Druckklasse *a* eine Intensitätsabnahme erleiden. Eine Mittelstellung zwischen diesen beiden Linienklassen nehmen die Linien der Druckklasse *b* ein, die im Funkenliniengebiet nur wenig verstärkt werden. Diese Beobachtung stimmt prinzipiell mit den Beobachtungen Merrills[38]) überein, der an der Anode eines 6 Amp.-Eisenbogens ebenfalls eine Verstärkung der Linien höherer Druckklassen (d. h. mit größeren Druckeffekten) gegenüber den Linien niederer Druckklassen gefunden hat — an der Kathode vermochte er die von mir erkannte analoge Erscheinung nicht zu bemerken. — Ein unwesentlicher Unterschied zwischen unseren beiden Beobachtungen besteht nur insofern, als die durchschnittliche Helligkeit des Spektrums (Gesamtzahl der emittierenden Atome) in dem anodischen Gebiet des 6 Amp.-Bogens eine erheblich größere Zunahme erfährt als in dem kathodischen Gebiet *h* des von mir untersuchten Eisenbogens kleiner Stromstärken; bei den *a*-Linien z. B. beobachtet Merrill bereits eine geringe Verstärkung, während ich dagegen eine Schwächung bemerke.

c) Feinstruktur der Eisenlinien

1. Selbstumkehr und Linienschärfe

Noch bei der Stromstärke von 0,5 Amp. erscheinen von den untersuchten 19 Eisenlinien folgende 6 Linien mit einer feinen Selbstumkehr: 4064, 4072, 4308, 4326, 4384, 4405, und zwar tritt die Selbstumkehr sowohl in der positiven Säule als auch im Kathodenbüschel auf. Die genannten 6 Linien, von denen 5 Linien in der Abb. 3 der Fig. 6 und der Abb. 6 der Fig. 7 abgebildet sind, gehören zur Temperaturklasse *II* sowie zur Druckklasse *b* und sind auch in Kaysers[39]) Tabelle der Eisenlinien als leicht umkehrbar angegeben. Unterhalb von 0,4 Amp. war bei der benutzten Plattendicke von 10 mm eine Selbstumkehr nicht mehr erkennbar.

Die Eisenlinien zeichnen sich bei den kleinen Stromstärken durch große Linienschärfe aus. Trotz der großen Dicke der Interferenzplatte von 10 mm erscheinen sie bei der Stromstärke von 0,5 Amp. bereits sehr scharf und nehmen beim Übergang von 0,5 zu 0,18 Amp. noch weiter an Schärfe zu. Registrierkurven, die mit einem Zeissschen Registrierphotometer aufgenommen wurden, zeigten im Intensitätsmaximum eine scharfe Spitze und zu beiden Seiten des Maximums einen starken Intensitätsabfall. Leider ist das Eisenspektrum bei den kleinen Stromstärken bereits recht lichtschwach, so daß eine Verwertung dieses Bogens als Normalenlichtquelle wohl kaum in Betracht kommt. Dieselben Registrierkurven zeigten auch deutlich die Verschiedenheit der Linienschärfe, welche die Lummer-Gehrcke-Platte in den beiden Polarisationszuständen $\parallel$ und $\perp$ zur reflektierenden Plattenfläche ergibt, und welche bekanntlich durch die Verschiedenheit der Reflektionskoeffizienten des Silbers (bzw. des Glases bei unversilberten Platten) in den beiden Polarisationszuständen verursacht wird. Eine Ausmessung der Registrierkurven der Linie 4415 (bei 0,5 Amp.) ergab beispielsweise die Werte der Tab. 2. Diese gibt für die verschiedenen Interferenzstreifen das Verhältnis e/f des vertikalen Abstandes e zwischen Intensitätsmaximum und folgendem Intensitätsminimum und des horizontalen Abstandes f der beiden Intensitätsminima. (Die Zählung der Interferenzstreifen beginnt bei dem vorletzten Interferenzstreifen.) Diese Tabelle zeigt, daß der Wert e/f, welcher ein Maß für die Linienschärfe (und damit für das Auflösungsvermögens der Interferenzplatte) ist, für denjenigen Polarisationszustand, in dem der elektrische Vektor $\parallel$ der reflektierenden Fläche schwingt (Spalte 2), etwa 5 % größer

Tabelle 2

	∥	⊥
1	3,3	3,5
2	5,0	4,6
3	5,65	5,65
4	6,2	6,0
5	7,3	7,1
6	7,3	7,25
7	8,3	6,5
8	8,6	8,5
9	9,0	8,9
10	10,2	9,6
Mittel:	7,1	6,8

ist als für den anderen Polarisationszustand, in dem der elektrische Vektor ⊥ zur reflektierenden Plattenfläche schwingt (Spalte 3). Aus diesem Grunde benutzte ich bei der Messung des Poleffekts nur den Polarisationszustand, dem das größere Auflösungsvermögen der Platte entspricht, bei dem also der elektrische Vektor parallel zur Bogenachse schwingt. Von besonderer Wichtigkeit für die Untersuchung des Poleffekts ist ferner die Tatsache, daß für die beiden *d*-Linien 4260 und 4299 z. B., die bekanntlich Poleffekt zeigen, auch in den Registrierkurven eine Selbstumkehr nicht erkennbar war. Der Linienschwerpunkt ist daher direkt im Intensitätsmaximum meßbar, während dieser Schwerpunkt beim Vorhandensein einer Selbstumkehr erst konstruiert werden müßte, was immer mit einer gewissen Willkür und Ungenauigkeit verbunden ist.

2. Poleffekt

α) Kathode

Auch bei den kleinen Stromstärken unterhalb von 1 Amp. ist an der Kathode noch ein Poleffekt sichtbar, d. h. es treten an dieser Elektrode bei gewissen Eisenlinien noch Linienverschiebungen gegenüber der Bogenmitte auf. In Übereinstimmung mit den Erfahrungen von John und Babcock[2]) beim 6 Amp.-Eisenbogen zeigen von den untersuchten 19 Eisenlinien nur diejenigen 8 Linien, die den Druckklassen *c* und *d* angehören, einen Poleffekt, und zwar einen Poleffekt nach langen Wellen. Dabei ist in den von mir untersuchten Fällen die Linienverschiebung stets mit einer starken unsymmetrischen Verbreiterung verbunden. Der Sitz des Poleffekts ist das

Kathodenbüschel *a* (vgl. Abb. 5 der Fig. 6); da dieses, wie bereits oben erwähnt, etwa doppelt so hell ist wie die positive Säule *b*, so bestätigt sich an der Kathode zunächst von neuem die Parallelität zwischen Poleffekt und Helligkeit der Strahlung, die Gale und Whitney[9]) am Ca-Bogen beobachteten. Bei Annäherung an die Kathode nimmt der Poleffekt zu, wie bereits Royds[7]) bei einem Ca-Bogen von 4 Amp. feststellte. Für die 3 blaugrünen Linien 4957, 4920, 4891, sowie für die beiden violetten Linien 4260 und 4299 ist der Poleffekt deutlich in Abb. 5 der Fig. 6 und Abb. 8 der Fig. 7 sichtbar, welche die kathodische Bogenhälfte in dem mit dem elektrischen Vektor ∥ zur Bogenachse schwingenden Polarisationszustand bei der Stromstärke von 0,5 Amp. wiedergeben. Die Interferenzstreifen sind in dem Gebiet des Kathodenbüschels *a* deutlich nach oben abgebogen und unsymmetrisch verbreitert, und zwar um so mehr, je näher man der Kathode kommt.

Die bei 0,18 und 0,5 Amp. gefundenen Poleffekte sind in Tab. 3 zusammengestellt. Sie wurden durch Vergleich der Mitte der positiven Säule — die Wellenlänge war übrigens in der positiven Säule auf der ganzen Länge gleich und auch von der Bogenlänge unabhängig — mit demjenigen etwa $^1/_{10}$ mm großen Gebiet des Kathodenbüschels erhalten, das unmittelbar an das Funkenliniengebiet *h* grenzt, und zwar wurde stets auf das Intensitätsmaximum der betreffenden Linie eingestellt. Die Meßgenauigkeit ist bei gleicher Stromstärke für die beiden gelbgrünen Linien bei 5600 AE erheblich geringer als für die anderen Linien und nimmt auch beim Übergang von der Stromstärke von 0,5 Amp. nach 0,18 Amp. ab. Der Grund hierfür liegt darin, daß in den betreffenden Fällen der kontinuierliche Untergrund, welcher sich im grünen bis roten Teil des Spektrums über das Eisenspektrum lagert und von der glühenden Kathode herrührt, gegenüber den Interferenzstreifen stärker hervortritt und die Interferenzerscheinungen schlechter erkennen läßt.

Spalte 1 der Tabelle gibt die Wellenlänge der betreffenden Linien in AE an, Spalte 2 den Poleffekt bei 0,18 Amp., Spalte 3 bei 0,5 Amp. ebenfalls in AE an. Während sich die Kathode in den Spalten 2 und 3 unterhalb der Anode befindet, habe ich bei den drei ersten Linien den Poleffekt auch für den Fall geprüft, daß die Kathode oberhalb der Anode liegt; da sich die Werte der Spalte 3 bestätigen, genügt bei der Sorgfältigkeit der Messungen die Angabe nur dreier Linien (Sp. 4).

Tabelle 3

Poleffekte

λ	0,18 Amp. Kath. unten ÅE	0,5 Amp. Kath. unten ÅE	0,5 Amp. Kath. oben ÅE	6 Amp. Babcock ÅE
4957	0,015	0,013	0,013	0,014
4920	0,014	0,014	0,014	0,015
4891	0,015	0,012	0,013	0,013
4872	0,012	0,012		0,012
4260	0,010	0,011		0,012
4299	0,009	0,010		0,009
5587	0,022	0,023		0,024
5616	0,021	0,020		0,022
Mittel:	0,0148	0,0144		0,0151 (0,0165)

Die Bogenlänge betrug in allen Fällen $2^1/_2$ mm, die Betriebsspannung 480 Volt; die Klemmenspannung am Bogen betrug in der 2. Spalte 161, in der 3. und 4. Spalte 86 Volt; die kathodische Oxydkugel (vgl. S. 12) war so groß, daß der äußere Brennfleck gerade auf ihr Platz hatte, und hatte in Spalte 2 einen Durchmesser von 1,4 mm, in Spalte 3 und 4 einen solchen von 1,5 mm; die anodische Oxydkugel war im ersten Falle (Sp. 2) 3,0 mm, im zweiten (Sp. 3) 3,6 mm, im dritten (Sp. 4) 2,4 mm groß. In der untersten Zeile (9) ist für die beiden Spalten 2 und 3 der mittlere Poleffekt aller 8 Linien angegeben. In Spalte 5 sind endlich zum Vergleich die Poleffektwerte der John Babcockschen Tabelle[2]) angegeben, d. h. die Wellenlängenunterschiede zwischen dem kathodischen Bogenteil und der Bogenmitte eines 6 mm 6 Amp.-Eisenbogens in der von Pfund[40]) eingeführten Form; der tatsächliche Poleffekt dieses Eisenbogens ist nach John und Babcock[3]) um etwa 10 % höher anzusetzen, da die Bogenmitte des 6 mm-Bogens noch nicht vollkommen frei von Poleffekt ist; unter Zeile 9, die wieder den mittleren Poleffekt aller 8 Linien gibt, ist der korrigierte Wert eingeklammert angegeben.

An Hand dieser Tabelle erkennt man zunächst, daß der Poleffekt bei dem Eisenbogen unterhalb von 1 Amp. unabhängig davon ist, ob sich die Kathode unterhalb (Sp. 3) oder oberhalb (Sp. 4) der Anode befindet, im Gegensatz zu den Beobachtungen von John und Babcock[3]), die beim Internationalen Bogen von 6 mm 6 Amp. im ersten Falle einen

$^1/_2$ mal größeren Poleffekt als im zweiten Falle finden. Möglicherweise hängt dieser Widerspruch zwischen unseren Beobachtungen mit den verschiedenen Versuchsbedingungen im Bogen zusammen, etwa mit der größeren Betriebsspannung, der größeren Stabilität oder der unvergleichlich kleineren Anodenverdampfung in dem von mir untersuchten Eisenbogen gegenüber dem Internationalen Bogen. Der Vergleich der Spalten 2 und 3 ergibt ferner, daß die Poleffekte bei den beiden Stromstärken von 0,18 und 0,5 Amp. innerhalb der Grenzen der Meßfehler miteinander übereinstimmen; reduziert man die Fehlergrenze dadurch, daß man über alle 8 Linien das Mittel bildet (Zeile 9), so erhält man eine auf $0{,}4 \cdot 10^{-3}$ AE genaue Übereinstimmung. Der Poleffekt ist also in dem Stromstärkebereich von 0,18—0,5 Amp. als konstant anzusehen. Der Vergleich der Spalten 2 und 3 mit der Spalte 5 zeigt endlich, daß der Poleffekt bei den kleinen Stromstärken von 0,18 und 0,5 Amp. den gleichen Wert besitzt wie bei einem 6 Amp.-Eisenbogen von Pfund[40]; er stimmt mit den Werten der Spalte 5 auf $\frac{1}{2} \cdot 10^{-3}$ ÅE überein und ist auch noch als praktisch gleich dem korrigierten, unter Zeile 9 eingeklammerten Wert anzusehen. Die Unabhängigkeit des Poleffekts von der Stromstärke scheint sich demnach auch noch in dem Bereich zwischen 0,18 und 6 Amp. zu bestätigen. Auch zwischen den Poleffektwerten im Internationalen Bogen (6 Amp.) und dem Eisenbogen kleiner Stromstärken besteht noch solange Übereinstimmung, als sich die Kathoden oberhalb der Anoden befinden. Jedoch weichen die Poleffekte dieser beiden Bogen recht beträchtlich voneinander ab, wenn sich die Kathoden unterhalb der Anoden befinden; wie bereits auf der vorigen Seite besprochen, ist in diesem Falle der Poleffekt im Internationalen Bogen $^1/_2$ mal größer als im ersten Falle, während hingegen der Poleffekt beim Eisenbogen kleiner Stromstärken seinen Wert beibehält. Ehe nicht aufgeklärt ist, weshalb der Poleffekt im Internationalen Bogen bei verschiedener Lage der Kathode verschiedene Werte besitzt, läßt sich eine sichere Aussage über die Abhängigkeit des Poleffekts von der Stromstärke in dem Bereich von 0,18—6 Amp. nicht machen.

Es sei schließlich noch auf die Linienverbreiterung an der Kathode eingegangen, welche im Kathodenbüschel als Begleiterscheinung der Poleffektverschiebung auftritt. Geht man von der positiven Säule zum Kathodenbüschel über, so zeigt sich bei den *c*- und *d*-Linien gleichzeitig mit der Verschiebung des Intensitätsmaximums eine starke Linienverbreiterung, und zwar nehmen Linienverschiebung und Linien-

verbreiterung bei Annäherung an die Kathode ganz gleichmäßig zu: bei den *a*- und *b*-Linien dagegen, die keine Poleffektverschiebung zeigen, ist auch keine merkliche Verbreiterung sichtbar. Geht man dann weiter vom Kathodenbüschel zum Funkenliniengebiet über, so tritt plötzlich eine besonders starke Linienverbreiterung auf, und zwar bei allen Linien, auch bei den *a*- und *b*-Linien. An der Stelle des Funkenliniengebietes wird ein schmaler Streifen *h* sichtbar, der das Interferenzbild quer durchzieht (in allen Abbildungen der Figg. 6 und 7 sichtbar), d. h. die Linienbreite ist hier $\geqq$ der Größe des Dispersionsgebietes, also $\geqq 0{,}1$ AE. Bei der benutzten Plattendicke von 10 mm erkennt man die plötzliche starke Zunahme der Linienbreite im Funkenliniengebiet besonders deutlich an den *b*-Linien, bei denen die Linienbreite im Kathodenbüschel im Verhältnis zur Linienbreite der *c*- und *d*-Linien noch gering ist und nur etwa die Hälfte des Dispersionsgebietes einnimmt. Die Eigenschaft der Linienverbreiterung teilt das Funkenliniengebiet mit dem gewöhnlichen Funken, der ebenfalls eine größere Linienbreite aufweist als ein gewöhnlicher Bogen. Wahrscheinlich ist die Linienverbreiterung auch im Funkenliniengebiet, ebenso wie beim gewöhnlichen Funken[22]) oder beim Kathodenbüschel, noch mit einer Verschiebung des Intensitätsmaximums verbunden. Leider konnte ich bei der benutzten Versuchsanordnung die Lage des Intensitätsmaximums nicht messen; hierzu müßte man zunächst eine dünnere Interferenzplatte mit entsprechend größerem Dispersionsgebiet benutzen; außerdem wäre bei Abbildung des Bogens in der Bildebene der Interferenzstreifen (vgl. S. 9) eine stärkere Vergrößerung ratsam, zumal da wahrscheinlich auch im Funkenliniengebiet sich die Wellenlänge in Richtung der Bogenachse noch ändert. Man hat den Eindruck, als ob in dem Funkenliniengebiet der Hauptsitz des Poleffekts ist, welcher im Kathodenbüschel allmählich bis auf 0 zurückgeht.

β) Anode

An der Anode des Eisenbogens ist bei den hier untersuchten Stromstärken unterhalb von 1 Amp. kein Poleffekt mehr nachweisbar, wie beispielsweise die Abb. 4a und 4b der Fig. 6 für die Linie 4957 und die Stromstärke 0,5 Amp. erkennen lassen (Abb. 4a: elektrischer Vektor $\perp$ Bogenachse, Abb. 4b: elektrischer Vektor $\parallel$ Bogenachse; betreffs der Bezeichnungen der Bogenteile *b*, *g*, *l* vgl. Erläuterung auf S. 16 u. 19).

Es scheint demnach kein solch inniger Zusammenhang zwischen Poleffekt und Helligkeit der Strahlung zu bestehen, wie Gale und Whitney[9]) behaupten; denn sonst müßte an der Anode des Eisenbogens kleiner Stromstärken ein Poleffekt im Sinne erniedrigten Druckes, d. h. bei den *d*-Linien eine Poleffektverschiebung nach Violett auftreten (vgl. S. 3), da die Helligkeit des Spektrums bei Annäherung an die Anode beträchtlich abnimmt. Wahrscheinlich hängt das Verschwinden des anodischen Poleffekts beim Übergang von den mittleren Stromstärken mehrerer Ampere zu den kleinen Stromstärken unterhalb von 1 Amp. mit der gleichzeitigen Änderung der Endladungsform zusammen, etwa mit dem Aufhören der Anodenverdampfung oder dem Verschwinden der Eisenfunkenlinien (vgl. S. 7). Der hier beschriebene Fall hat große Ähnlichkeit mit der Beobachtung von John und Babcock[3]), die bei einem 6 Amp.-Eisenbogen an der Kathode keinen Poleffekt mehr auffinden konnten, wenn statt der gewöhnlich benutzten Eisenkathode eine Kohlekathode verwendet und der Eisendampf allein durch die Anode erzeugt wurde, obgleich die Helligkeitszunahme bei Annäherung in die Kohlekathode die gleiche war wie bei einer Eisenkathode. John und Babcock deuteten diese Tatsache so, daß nur diejenigen Atome einen Poleffekt aufweisen, die von der Kathode selbst ausgesandt werden. Mir scheint jedoch vor allem das gleichzeitige Verschwinden von Poleffekt und Funkenlinien von besonderer Wichtigkeit zu sein, zumal da der kathodische Poleffekt scheinbar gerade im Funkenliniengebiet den größten Wert besitzt (vgl. S. 25). Damit stände der Poleffekt in enger Verbindung oder gar in Abhängigkeit von der Ionendichte, welche Abhängigkeit im Sinne des intermolekularen Starkeffekts gedeutet werden kann. Die Größe des Anodenfalles allein kann für den anodischen Poleffekt nicht bestimmend sein, da nach Banderet[41]) der Anodenfall bei den kleinen Stromstärken größer ist als bei den mittleren Stromstärken.

Teil IIb

Gesetzmäßigkeit des Poleffekts der Eisenlinien der Druckklasse *d*

In der Literatur wird vielfach behauptet[43]), daß der Poleffekt einer Eisenlinie (in Wellenzahlen $\nu = \frac{1}{\lambda}$ gemessen) abhängt von der Termsumme, d. h. von der Summe der Zahlenwerte derjenigen beiden Terme, durch deren Kombination die

betreffende Linie entsteht. Diese Beziehung fand Catalań[42]) zunächst für den Druckeffekt des Eisens an Hand der Messungen von Gale und Adams[18]). Sie stellt die Verbindung her zwischen den verschiedenen Druckklassen a, b, c, d und ermöglicht es sogar, die Größe der beiden Terme einer Linie zu bestimmen, wenn ihr Druckeffekt bekannt ist.[42]) Sie wurde zunächst nur an verhältnismäßig wenig Linien, z. B. nur an 7 Multipletts der Druckklasse d gefunden, doch wird der Glaube an die strenge und allgemeine Gültigkeit dieser Beziehung dadurch sehr gefestigt, daß Catalań tatsächlich ein bisher unbekanntes Multiplett in die Skala der Termgrößen einordnen konnte. Auf Grund der großen Parallelität zwischen dem Poleffekt und dem von Gale und Adams gemessenen Druckeffekt wird nun von einigen Autoren[43]) dieses Catalańsche Gesetz auf den Poleffekt des Eisens übertragen, ohne daß bisher an den Poleffektmessungen des Eisens selbst die Gültigkeit dieses Gesetzes nachgeprüft worden wäre.

a) Beziehung des Poleffekts zur Termgröße

Im folgenden wird nun die Gesetzmäßigkeit des Poleffekts der d-Linien des Eisens eingehend untersucht unter Zugrundelegung der Poleffektmessungen von John und Babcock[2]), die sich vor allem durch die große Zahl der untersuchten Eisenlinien auszeichnen — die von mir am Eisenbogen kleiner Stromstärken gefundenen Poleffekte stimmen übrigens mit den Werten von John und Babcock überein, eignen sich aber wegen der geringen Linienzahl nicht zu einer Nachprüfung der Gesetzmäßigkeit des Poleffekts. —

Von den von John und Babcock untersuchten d-Linien des Eisens sind dank der Bemühungen von Walters[44]), Laporte[45]), Gieseler und Grotrian[46]), Meggers[47]), Russel[48]) und Burns und Walters[49]) bereits 120 Linien eingeordnet. Die betreffenden 18 Multipletts sind mit den für die folgende Untersuchung wichtigen Daten in Tab. 4 zusammengestellt. Die Termbezeichnungen der Spalte 1 sind der Arbeit von Burns und Walters[49]) entnommen, welche die neuesten Ergebnisse in der Erforschung der Gesetzmäßigkeit des Eisenspektrums enthält. In Spalte 2 ist angegeben, welcher Bruchteil aller zu einem Multiplett gehörenden Linien von John und Babcock[2]) gemessen wurde. In Spalte 3 ist die mittlere Wellenzahl $\bar{\nu} = \frac{\overline{1}}{\lambda}$, in Spalte 4 die mittlere Termsumme $\overline{\sum \nu} = \overline{\nu_a + \nu_e}$ (Definition der Termsumme, vgl. S. 26) und in

Spalte 5 der mittlere Poleffekt eines Multipletts in Wellenzahlen verzeichnet. Dabei ist unter der mittleren Verschiebung, Termgröße usw. das arithmetische Mittel der betreffenden Größen über alle von John und Babcock[2]) gemessenen Linien dieses Multipletts zu verstehen. Betreffs der Spalte 4 ist zu bemerken, daß für den Grundterm $a\,^5D$ die Termgröße 0 angesetzt worden ist (vgl. Burns und Walters[49]).) Spalte 6 gibt für ein jedes Multiplett die größte von allen Abweichungen an, welche zwischen den Poleffektwerten der einzelnen Linien dieses Multipletts und dem entsprechenden, in Spalte 5 verzeichneten mittleren Poleffekt vorkommen. Spalte 7 soll einen Anhaltspunkt für die Genauigkeit geben, mit der die mittleren Poleffekte der einzelnen Multipletts festgestellt sind. Bei den ersten beiden Multipletts, bei denen alle Linien gemessen sind, ist diese Genauigkeit ausschließlich durch die Meßgenauigkeit der Poleffekte der Einzellinien bestimmt und ist zu $0{,}45 \cdot 10^{-3}$ AE angenommen. Bei jedem anderen Multiplett entsteht eine weitere Unsicherheit dadurch, daß nur ein Teil seiner Linien gemessen ist; sie ist um so größer, je weniger Linien eines Multipletts gemessen sind und je mehr die Poleffekte der einzelnen Linien des Multipletts voneinander abweichen. Um ein Maß für diese letzte Ungenauigkeit zu erhalten, nahm ich an, daß alle nicht gemessenen Linien eines Multipletts den gleichen, von dem mittleren Poleffekt um den Betrag der Spalte 6 abweichenden Wert besitzen, bildete über alle Linien — die gemessenen und die angenommenen — das arithmetische Mittel und subtrahierte den so erhaltenen neuen mittleren Poleffekt von dem alten der Spalte 5. Die somit gefundene Ungenauigkeit ist im allgemeinen erheblich größer als die obengenannte, welche von der Meßgenauigkeit der einzelnen Linien abhängt und zu $0{,}45 \cdot 10^{-3}$ ÅE angenommen wurde, und ist nur bei 3 Multipletts kleiner, bei denen der Poleffekt nur einer Linie unbekannt ist. Es wurde in Spalte 7 stets der Wert der jeweils größeren Ungenauigkeit von beiden angegeben. Betreffs der Spalte 8 und 9 vgl. S. 36.

Auf eine Untersuchung der e-Linien mußte ich leider verzichten; von den von John und Babcock[2]) gemessenen Linien der Druckklasse e sind bisher erst 20 Linien eingeordnet, so daß mir eine Prüfung der Gesetzmäßigkeit dieser Linien noch verfrüht erschien. Beiläufig ist betreffs der einleitenden Ausführungen auf S. 27 nachzutragen, daß man aus der Analogie zwischen Poleffekt und Druckeffekt höchstens auf die Gültigkeit des Catalańschen Gesetzes für den Poleffekt der d-Linien, nicht für den der e-Linien schließen dürfte;

denn Catalán[42]) hatte bei der Auffindung seines Gesetzes nur Linien der Druckklassen *a*—*d*, dagegen keine Linien der Druckklasse *e* berücksichtigt.

Tabelle 4

1 Multipletts	2 $n_{rel.}$	3 $\bar{\nu} \cdot 10^{-3}$	4 $\sum\nu \cdot 10^{-3}$	5 $\overline{\Delta\nu} \cdot 10^2$ beob.	6 $\delta\Delta\nu \cdot 10^2$ max.	7 $\delta\overline{\Delta\nu} \cdot 10^2$	8 $\overline{\Delta\nu} \cdot 10^2$ ber.	9 beob.–ber. $\cdot 10^2$
$a\,^7F^* - a\,^7D$	$\frac{15}{15}$	20,29	66,4	5,81	1,59	0,19	5,91	0,10
$a\,^7P^* - a\,^7D$	$\frac{9}{9}$	19,25	67,4	7,97	3,73	0,18	8,10	0,13
$a\,^7D^* - a\,^7D$	$\frac{12}{13}$	23,64	63,0	5,12	1,48	0,25	4,96	0,16
$a\,^5D^* - b\,^5D$	$\frac{11}{12}$	18,95	71,5	6,14	1,22	0,16	6,29	0,15
$a\,^5P^* - b\,^5D$	$\frac{8}{9}$	15,85	74,7	4,43	0,71	0,11	4,51	0,08
$a\,^5F^* - b\,^5D$	$\frac{10}{12}$	17,87	72,6	6,90	1,85	0,28	6,62	0,28
$a\,^5D^* - b\,^5F$	$\frac{8}{12}$	21,51	74,1	5,78	0,81	0,27	5,56	0,22
$b\,^5D^* - c\,^5D$	$\frac{9}{12}$	18,21	85,5	5,59	4,04	1,01	6,49	0,99
$b\,^5F^* - c\,^5D$	$\frac{7}{12}$	17,59	86,0	5,90	3,62	1,51	6,67	0,77
$a\,^5F^* - c\,^5D$	$\frac{5}{12}$	24,64	79,1	4,52	0,88	0,51	4,68	0,16
$a\,^5F^* - b\,^5F$	$\frac{5}{13}$	20,07	74,5	8,61	1,74	1,06	5,97	2,64
$a\,^5P^* - c\,^5D$	$\frac{2}{8}$	22,60	81,4	4,07	2,00	1,50	2,63	1,44
$a\,^3D^* - c\,^3F$	$\frac{4}{6}$	16,92	80,1	8,41	3,73	1,24	6,86	1,55
$a\,^3P^* - a\,^3D$	$\frac{3}{6}$	17,56	86,1	5,71	2,75	1,38	6,68	0,97
$a\,^3F^* - c\,^3F$	$\frac{3}{7}$	16,73	80,2	6,56	1,65	0,94	6,91	0,35
$a\,^3P^* - c\,^5D$	$\frac{2}{7}$	18,19	86,1	5,99	1,36	0,97	6,50	0,51
$a\,^5D^* - c\,^3F$	$\frac{2}{8}$	21,94	74,1	3,82	1,93	1,44	5,44	1,62
$a\,^3F^* - c\,^5D$	$\frac{2}{8}$	20,17	84,1	7,40	0,05	(0)	5,94	1,46

α) Termsumme

1. Catalańsches Gesetz

Um nun die Gültigkeit des Catalańschen Gesetzes für den Poleffekt der *d*-Linien des Eisens zu prüfen, ist in Fig. 8 der mittlere Poleffekt $\Delta\nu$ eines Multipletts (Spalte 5 der Tab. 4) in Abhängigkeit von der mittleren Termsumme $\sum\nu$ (Spalte 4 der Tab. 4) aufgetragen. Es ergibt sich, daß zwar für eine bestimmte Auswahl von Multipletts das Catalańsche Gesetz für den Poleffekt der *d*-Linien innerhalb der Fehlergrenze $\delta\,\Delta\nu$ (Spalte 7 der Tab. 4) erfüllt ist, z. B. für alle auf der Geraden *I*, für alle auf der Geraden *II* usw. liegenden Multipletts, jedoch nicht allgemein für alle Multipletts der Tab. 4 gilt. Auf eine gemeinsame Kurve lassen sich die 18 Multipletts der Tab. 4

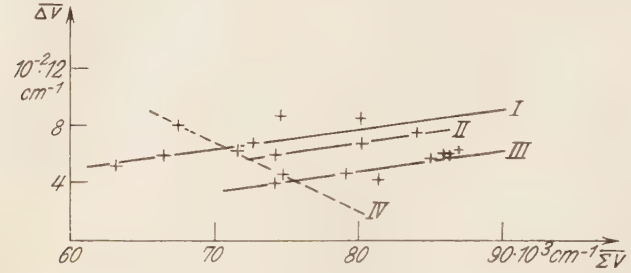

Fig. 8. Poleffekt

nicht innerhalb der Fehlergrenze beziehen; die Parallelen *II* und *III* haben z. B. von der Parallelen *I* einen Abstand von 1,3 bzw. $3{,}4\cdot10^{-2}$ cm^{-1}, während nach Spalte 7 der Tab. 4 für die auf der Geraden *II* bzw. *III* liegenden Multipletts im Höchstfalle eine Fehlergrenze von nur $\delta\,\overline{\Delta\nu} = 0{,}97\cdot10^{-2}$ cm^{-1} (Multiplett $a^3P^*-c^5D$) bzw. $1{,}51\cdot10^{-2}$ cm^{-1} (Multiplett $b^5F^*-c^5D$) zulässig ist.

2. Verallgemeinertes Catalańsches Gesetz

Auch die neuen Druckeffektmessungen von Babcock[17]), die sich vor den alten Druckeffektmessungen von Gale und Adams[18]) durch größere Genauigkeit und eine größere Zahl zur untersuchten Linien auszeichnen, lassen sich in Beziehung der Termsumme setzen; und zwar ergibt eine kleine Umrechnung des von Babcock[17]) selbst angegebenen Gesetzes, daß zwar nicht wie bei Catalań der absolute Druckeffekt $\overline{\Delta\nu}$, wohl

aber der relative Druckeffekt $\overline{\Delta \nu/\nu}$ von der Termsumme abhängt. Es liegt nun die Vermutung nahe, daß dies neue Gesetz die allgemeinere Form des ursprünglichen Catalańschen Gesetzes darstellt; und es erscheint daher wünschenswert, auch die Gültigkeit dieses allgemeinen Catalańschen Gesetzes für den Poleffekt zu prüfen, zumal hiermit die Hoffnung verbunden ist, den Poleffekt ebenso wie den Druckeffekt für die Einordnung der Linien in ein Termschema fruchtbar zu machen.

Es sei zunächst die erwähnte Umrechnung des Babcockschen Gesetzes in das verallgemeinerte Catalańsche Gesetz wiedergegeben. Babcock findet zunächst, daß der mittlere Druckeffekt eines Eisenmultipletts sich entsprechend dem Ritzschen Prinzip darstellen läßt als Differenz der beiden Verschiebungen, die der mittlere Anfangs- und der mittlere Endterm einzeln erleiden, und die ihrerseits wieder quadratisch von der mittleren Termgröße abhängen nach den Gleichungen

$$\overline{\Delta \nu_{e,a}} = a \cdot \overline{\nu_{e,a}}^2 + b \cdot \overline{\nu_{e,a}} \tag{1}$$

$$\overline{\Delta \nu_{e,a}} = A \cdot \overline{\nu_{e,a}}^2 + B \cdot \overline{\nu_{e,a}}\,, \tag{1a}$$

deren erste Gleichung für alle Terme des Quintett- und des Septettsystems gilt, deren zweite Gleichung dagegen für alle Tripletterme gilt. Dies Gesetz ergibt aber, daß der mittlere Poleffekt eines Multipletts, das z. B. durch Kombination zweier Tripletterme entsteht, gegeben ist durch die Gleichung

$$\begin{aligned}\overline{\Delta \nu} &= \overline{\Delta \nu_a} - \overline{\Delta \nu_e} = \left(A \cdot \overline{\nu_a}^2 + B \cdot \overline{\nu_a}\right) - \left(A \cdot \overline{\nu_e}^2 + B \cdot \overline{\nu_e}\right) \\ &= A \cdot \left(\overline{\nu_a}^2 - \overline{\nu_e}^2\right) + B \cdot \left(\overline{\nu_a} - \overline{\nu_e}\right) = A \cdot \left(\overline{\nu_a} + \overline{\nu_e}\right) \cdot \left(\overline{\nu_a} - \overline{\nu_e}\right) \\ &+ B\left(\overline{\nu_a} - \overline{\nu_e}\right) = A \cdot \overline{\nu} \cdot \overline{\sum \nu} + B \cdot \overline{\nu} \\ &\qquad \text{(praktisch } \overline{\nu_a} + \overline{\nu_e} = \overline{\sum \nu};\ \nu_a - \overline{\nu_e} = \overline{\nu}\text{)}\end{aligned}$$

aus der durch Division durch $\overline{\nu}$ die Schlußgleichung

$$\overline{\Delta \nu/\nu} = A \cdot \overline{\sum \nu} + B \tag{2a}$$

hervorgeht. Ebenso erhält man für den Druckeffekt aller derjenigen Multipletts, die durch Kombination von Quintett- oder Septettermen entstehen, die entsprechende Gleichung

$$\overline{\Delta \nu/\nu} = a \cdot \overline{\sum \nu} + b\,. \tag{2}$$

Für Multipletts, die sich durch Kombination eines Triplett- und eines Quintettterms ergeben, würde sich aus dem Babcock-

schen Gesetz keine solche einfache Beziehung zwischen Druckeffekt und Termsumme ergeben. Aus Fig. 9 ist z. B. ersichtlich, mit welcher Genauigkeit das verallgemeinerte Catalań-

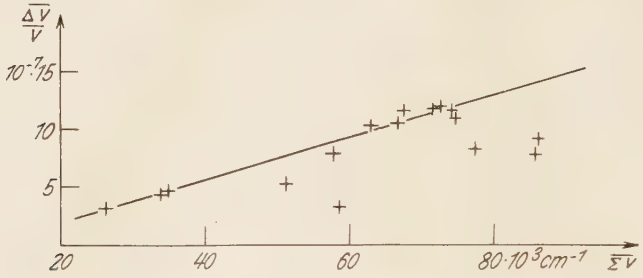

Fig. 9. Druckeffekt

sche Gesetz für den Babcockschen Druckeffekt der Eisenlinien des Quintett- und Septettsystems [Gl. (1)] erfüllt ist; als Ordinate ist für die betreffenden Multipletts der mittlere relative Druckeffekt $\overline{\Delta\nu/\nu}$, wie er sich aus der Babcockschen Tabelle[17]) berechnet, aufgetragen und als Abszisse die mittlere

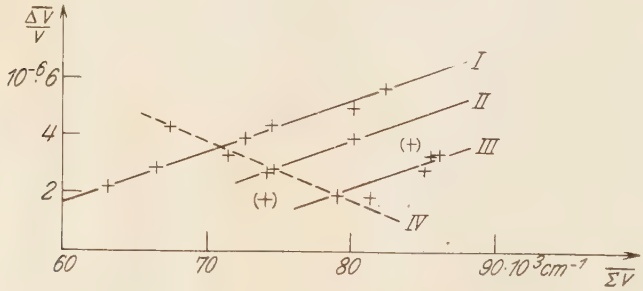

Fig. 10. Poleffekt

Termsumme $\overline{\Sigma\nu}$. Auf diese Figur komme ich später S. 38 noch zurück.

Jedoch auch dies verallgemeinerte Catalańsche Gesetz besitzt für den Poleffekt keine Allgemeingültigkeit, wie die Fig. 10 deutlich zeigt. In dieser Figur ist als Ordinate die mittlere relative Polverschiebung $\overline{\Delta\nu/\nu}$ — die mit den Quotienten der Spalten 5 und 3 der Tab. 4, S. 29 zusammen-

fällt — und als Abszisse die mittlere Termsumme aufgetragen; die Multipletts, die durch Kombination von Triplett- und Quintettermen entstehen, sind in der Figur eingeklammert, da sie nach den Ausführungen des vorigen Abschnittes auch beim Druckeffekt dem verallgemeinerten Catalańschen Gesetz nicht genügen. Es ergibt sich dabei ein ganz ähnliches Bild wie in Fig. 8, S. 30, nur ist der Abstand zwischen den Parallelen II bzw. III und der Parallelen I — in absoluten Verschiebungen ausgedrückt — noch größer als in der Fig. 8; er entspricht einer absoluten Polverschiebung $\Delta\nu$ von 2 bzw. $5 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{cm}^{-1}$ $(\overline{\Delta\nu} = \overline{\Delta\nu/\nu} \cdot \bar{\nu})$.

Der Poleffekt der *d*-Linien des Eisens gehorcht also dem Catalańschen Gesetz weder in der ursprünglichen noch in der verallgemeinerten Form und kann nicht, wie nach Catalań oder Babcock der Druckeffekt, zur Einordnung der Multipletts in die Skala der Termgrößen herangezogen werden.

β) Wellenzahl

Erst die Untersuchung der Abhängigkeit des Poleffekts von der Wellenzahl ergab nunmehr die wahre Gesetzmäßigkeit.

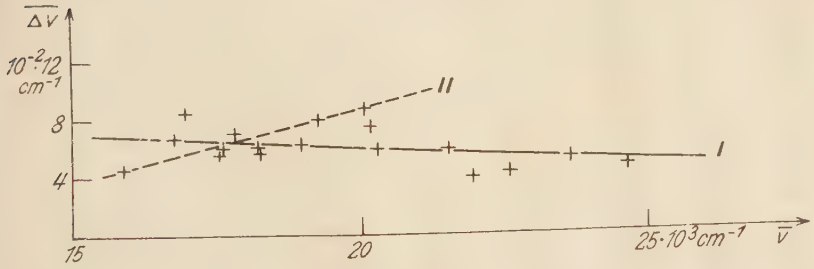

Fig. 11. Gesetzmäßigkeit des Poleffekts

Diese Abhängigkeit des Poleffekts von der Wellenzahl erkennt man aus der Fig. 11, in der die mittlere absolute Polverschiebung $\overline{\Delta\nu}$ nach der Ordinatenachse, die mittlere Wellenzahl $\bar{\nu}$ nach der Abszissenachse aufgetragen ist. 16 der in Tab. 4 S. 29 angegebenen Multipletts (Gruppe I) liegen auf der gegen die Abszissenachse schwach geneigten Geraden I, die durch die Gleichung

$$\overline{\Delta\nu} \cdot 10^2 = 0{,}282 \cdot \bar{\nu} \cdot 10^{-3} - 11{,}65 \tag{3}$$

$$(3a) \qquad \overline{\Delta\nu}\cdot 10^2 = 0{,}282\cdot\overline{\nu_a}\cdot 10^{-3} - 0{,}282\cdot\overline{\nu_e}\cdot 10^{-3} - 11{,}65$$

dargestellt wird. Nur die Multipletts $a\,^7P^* - a\,^7D$ und $a\,^5P^* - b^5D$ (Gruppe II) weichen von dieser Geraden stärker ab (um 1,76 bzw. $2{,}72\cdot 10^{-2}\,\mathrm{cm}^{-1}$), als nach Spalte 7 der Tab. 4 S. 29 zulässig ist; die durch sie bestimmte Gerade II hat die Gleichung

$$(4) \qquad \overline{\Delta\nu}\cdot 10^2 = -1{,}03\cdot\bar{\nu}\cdot 10^{-3} + 11{,}89\,.$$

Die Gl. (3a) wäre etwa so zu deuten, daß der mittlere Poleffekt eines Multipletts der Gruppe I zusammengesetzt ist aus einem für alle Multipletts gleichen Poleffekt ($-11{,}65\cdot 10^{-2}\,\mathrm{cm}^{-1}$) und aus den der mittleren Termgröße proportionalen Verschiebungen der beiden kombinierenden Terme ($0{,}282\cdot\overline{\nu_a}\cdot 10^{-5}$ bzw. $0{,}282\cdot\overline{\nu_e}\cdot 10^{-5}$). Die Multipletts der Gruppe II haben die gleichen Anfangsterme*) wie die der Gruppe I, man müßte ihren Poleffekt also in der Form

$$\overline{\Delta\nu}\cdot 10^2 = 0{,}282\cdot\overline{\nu_a}\cdot 10^{-3} - a\cdot\overline{\nu_e}\cdot 10^{-3} + b$$

schreiben, wenn man ihn in gleicher Weise deuten will wie den Poleffekt der Multipletts der Gruppe I. Die beiden Konstanten a und b dieser Gleichung berechnen sich aus den mittleren Poleffekten $\overline{\Delta\nu_1}$ und $\overline{\Delta\nu_2}$ der beiden Multipletts der Gruppe II zu

$$a = \frac{0{,}282\,(\overline{\nu_{a_1}} - \overline{\nu_{a_2}}) - (\overline{\Delta\nu_1} - \overline{\Delta\nu_2})\cdot 10^5}{\overline{\nu_{e_1}} - \overline{\nu_{e_2}}} = -0{,}560\,,$$

$$b = \overline{\Delta\nu_1}\cdot 10^2 - 0{,}282\cdot\overline{\nu_{a_1}}\cdot 10^{-3} + a\cdot\overline{\nu_{e_1}}\cdot 10^{-3} = -33{,}69\,.$$

Statt $-0{,}560$ kann man auch schreiben $-2\cdot 0{,}282$, hat dann aber den Wert b auf $-33{,}79$ abzuändern, wenn man den Poleffekt der beiden Multipletts auf $0{,}01\cdot 10^{-2}\,\mathrm{cm}^{-1}$ genau erhalten will. So ergibt sich die Gleichung

$$(4a) \quad \begin{cases} \overline{\Delta\nu}\cdot 10^2 = 0{,}282\cdot\overline{\nu_a}\cdot 10^{-3} - (-2)\cdot 0{,}282\cdot\overline{\nu_e}\cdot 10^{-3} - 33{,}79 \\ \qquad = 0{,}282\,(\overline{\nu_a} - (-2)\cdot\overline{\nu_e})\cdot 10^{-3} - 33{,}79\,. \end{cases}$$

*) Unter dem End- (bzw. Anfangs-)term einer Linie verstehe ich denjenigen Term, welcher dem End- (bzw. Anfangs-)zustand des emittierenden Atoms entspricht; die sonst übliche Bezeichnung Konstanter (bzw. Lauf-)Term hat bei Eisen keinen rechten Sinn, da von den verschiedenen Serien höchstens zwei, für gewöhnlich sogar nur ein Serienglied bekannt ist.

Die beiden Gl. (3a) und (4a) ergeben nun den gleichen Wert der mittleren Polverschiebung für den Endterm der Größe $\overline{\nu_e} = 26300$ und lassen sich schreiben in der Form

$$\overline{\Delta\nu} \cdot 10^2 = 0{,}282\,(\overline{\nu_a} \cdot 10^{-3} - (\overline{\nu_e} - 26300) \cdot 10^{-3}) - 19{,}04$$

$$\overline{\Delta\nu} \cdot 10^2 = 0{,}282\,(\overline{\nu_a} \cdot 10^{-3} - (-2)(\overline{\nu_e} - 26300) \cdot 10^{-3}) - 18{,}96$$

(18,96 ist innerhalb der nach Spalte 7 der Tab. 4 S. 29 zulässigen Fehlergrenze = 19,04). Dabei stimmt der Wert $-19{,}04$ überein mit der Summe $-0{,}282 \cdot 45{,}2 - 6{,}30$, so daß ich auch schreiben kann

$$(5)\quad \overline{\Delta\nu} = 0{,}282 \cdot 10^{-5}\,((\overline{\nu_a} - 45200) - (\overline{\nu_e} - 26300)) - 6{,}30 \cdot 10^{-2}$$

$$(6)\quad \overline{\Delta\nu} = 0{,}282 \cdot 10^{-5}\,((\overline{\nu_a} - 45200) - (-2)(\overline{\nu_e} - 26300)) - 6{,}30 \cdot 10^{-2}.$$

Den Konstanten 45200, 26300 und $-6{,}30 \cdot 10^{-2}$ kommt dabei eine einfache Bedeutung zu; sie stellen die Größen des Anfangs- und Endterms sowie den Poleffekt des Multipletts $a\,^5D^* - b\,^5D$ dar. Letzterer wiederum stimmt, möglicherweise zufällig, überein mit dem 10^{-2}-fachen Wert der in Wellenzahlen ausgedrückten Ionisierungsspannung des Grundterms $a\,^5D$ des neutralen Eisenatoms, die nach der neuesten Arbeit von Russell[48]) 7,8 Volt $= 1{,}234 \cdot 6{,}30$ cm^{-1} beträgt. Denkt man endlich die Verschiebung $\overline{\Delta\nu}$ entsprechend dem Ritzschen Prinzip als Differenz der Verschiebungen von Anfangs- und Endterm und setzt

$$\overline{\Delta\nu} = \overline{\Delta\nu_a} - \overline{\Delta\nu_e} \quad \text{und} \quad -6{,}30 \cdot 10^{-2} = \overline{\Delta\nu_{a_H}} - \overline{\Delta\nu_{e_H}},$$

so ergeben sich die Schlußgleichungen

$$(7)\quad \left\{ \begin{aligned} (\overline{\Delta\nu_a} - \overline{\Delta\nu_e}) = {} & \overline{\Delta\nu_{a_H}} + 0{,}282\,(\overline{\nu_a} - 45200) \cdot 10^{-5} \\ & - (\overline{\Delta\nu_{e_H}} + 0{,}282\,(\overline{\nu_e} - 26300) \cdot 10^{-5}), \end{aligned} \right.$$

$$(8)\quad \left\{ \begin{aligned} (\overline{\Delta\nu_a} - \overline{\Delta\nu_e}) = {} & \overline{\Delta\nu_{a_H}} + 0{,}282\,(\overline{\nu_a} - 45200) \cdot 10^{-5} \\ & - (\overline{\Delta\nu_{e_H}} - 2 \cdot 0{,}282\,(\overline{\nu_e} - 26300) \cdot 10^{-5}), \end{aligned} \right.$$

wobei $\overline{\Delta\nu_{a_H}} - \overline{\Delta\nu_{e_H}} = -6{,}30 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1} ist.

Berechnet wurde die Gl. (6) nur mit Hilfe der beiden Multipletts $a\,^5P^* - b\,^5D$ und $a\,^7P^* - a\,^7D$, jedoch gilt sie auch noch für das Multiplett $a\,^5P^* - c\,^5D$; die Multipletts $a\,^3P^* - a\,^3D$

und $a\,^3I^* - c\,^5D$ hingegen unterliegen dem gleichen Gesetz Gl. (5) wie die Multipletts, die durch Kombination von D- und F-Termen entstehen.

Bezeichne ich nun den Term $a\,^5D^*$ von der Größe $\nu_e = 26{,}3 \cdot 10^3\,\mathrm{cm}^{-1}$ und der Verschiebung $\overline{\Delta \nu_e}_{\mathrm{II}}$ als Hauptterm aller Endterme oder, was das gleiche ist, aller gestrichenen Terme, sowie den Term $b\,^5D$ von der Größe $\nu_a = 45{,}2 \cdot 10^3\,\mathrm{cm}^{-1}$ und der Verschiebung $\overline{\Delta \nu_a}_{\mathrm{II}}$ als Hauptterm aller ungestrichenen Terme (Anfangsterme), so läßt sich das durch die Gl. (7) und (8) dargestellte Gesetz folgendermaßen formulieren:

Der mittlere Poleffekt eines zur Druckklasse d gehörenden Multipletts des Eisens ist entsprechend dem Ritzschen Prinzip gleich der Differenz zweier Verschiebungen, die dem mittleren Anfangs- und Endterm einzeln zukommen. Die Verschiebung eines Terms wiederum setzt sich zusammen aus der Verschiebung des zugehörigen Hauptterms und einer Verschiebung, die proportional ist seiner Entfernung von dem betreffenden Hauptterm. Dabei ist die Verschiebung eines ^7P- *und eines* ^5P-*Terms doppelt so groß und von entgegengesetztem Vorzeichen wie diejenige eines D-, F- oder Triplett-P-Terms von gleicher Termgröße.*

Aus den Spalten 8 und 9 der Tab. 4, S. 29 ist nun ersichtlich, mit welcher Genauigkeit die Gl. (5) und (6) von dem mittleren Poleffekt der einzelnen Multipletts erfüllt sind. In Spalte 8 ist der mittlere Poleffekt angegeben, wie er sich aus den Gl. (5) bzw. (6) berechnet, und in Spalte 9 die Abweichung dieses Wertes von dem beobachteten der Spalte 5. Wie der Vergleich der letzten Spalte 9 mit der Spalte 7 zeigt, stimmen die beobachteten und berechneten Werte innerhalb der zulässigen Fehlergrenze miteinander überein. Eine stärkere Abweichung zwischen beobachtetem und berechnetem Wert zeigt nur das Multiplett $a\,^5F^* - b\,^5F$, bei dem jedoch der Poleffekt von noch 8 Linien unbekannt ist; nur eine Untersuchung dieser fehlenden 8 Linien könnte Aufschluß darüber geben, ob das genannte Multiplett tatsächlich eine Ausnahme von dem gefundenen Gesetz bildet.

γ) Poleffekt und Druckeffekt

Ein wesentlicher Unterschied zwischen Poleffekt und Druckeffekt besteht nach Babcock[17]) darin, daß beim Druckeffekt die e-Linien ebenso wie die d-Linien nach Rot verschoben erscheinen, während die e-Linien beim Poleffekt Violettver-

schiebungen zeigen (vgl. S. 1). Ein deutlicher Unterschied zeigt sich nun auch bei den d-Linien, wenn man beide Effekte hinsichtlich ihrer Abhängigkeit von der Wellenzahl miteinander vergleicht.

In Fig. 12 ist unter Zugrundelegung der Babcockschen[17]) Messungen für die Multipletts der Druckklasse d — die mit Kreuzen bezeichneten Punkte — der mittlere Druckeffekt $\overline{\Delta\nu}$ eines jeden Multipletts in Richtung der Ordinatenachse, die mittlere

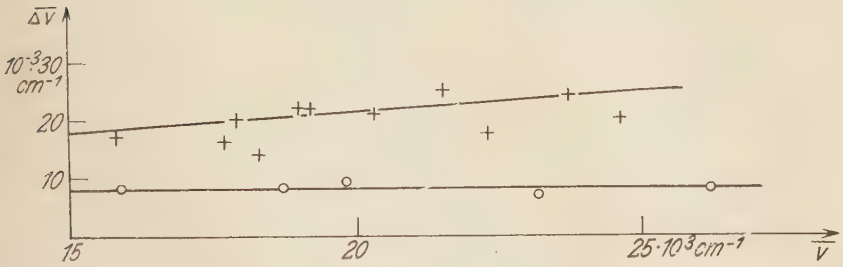

Fig. 12. Gesetzmäßigkeit des Druckeffekts

Wellenzahl $\overline{\nu}$ in Richtung der Abszissenachse aufgetragen. Es ergibt sich, daß der mittlere Druckeffekt dieser Multipletts linear von der Wellenzahl abhängt nach der Gleichung

$$\overline{\Delta\nu} \cdot 10^3 = -0{,}67 \cdot \overline{\nu} \cdot 10^{-3} - 8{,}0\,, \tag{9}$$

$$\overline{\Delta\nu} \cdot 10^3 = -0{,}67 \cdot \overline{\nu_a} \cdot 10^{-3} - (-)\,0{,}67 \cdot \overline{\nu_e} \cdot 10^{-3} - 8{,}0\,. \tag{9a}$$

Vergleicht man diese Figur nun mit der Fig. 11, S. 33, so fällt zunächst auf, daß die Multipletts $a\,{}^5P^* - b\,{}^5D$ und $a\,{}^7P^* - a^7D$ beim Druckeffekt keine Sonderstellung mehr einnehmen wie beim Poleffekt, sondern sich dem gleichen Gesetz einordnen wie die übrigen Multipletts. Nimmt man diese beiden Multipletts zunächst aus, so ergibt sich ferner, daß zwar eine gewisse Parallelität zwischen Poleffekt und Druckeffekt insofern vorhanden ist, als beide linear von der Wellenzahl abhängen, daß aber beim Druckeffekt die Linienverschiebung mit zunehmender Wellenzahl steigt, während sie beim Poleffekt fällt. Der Unterschied zwischen Poleffekt und Druckeffekt drückt sich in den Gl. (3) und (9) durch das verschiedene Vorzeichen des Faktors von $\overline{\nu}$, ebenso in den Gl. (3a) und (9a) durch das verschiedene Vorzeichen des Faktors der Termgrößen $\overline{\nu_a}$ und $\overline{\nu_e}$

aus; möglicherweise hängt dieser Vorzeichenunterschied in irgendeiner Weise mit demjenigen bei den e-Linien zusammen, bei denen die Gesamtverschiebung einer jeden Linie beim Poleffekt das entgegengesetzte Vorzeichen aufweist wie beim Druckeffekt (vgl. S. 36). Bei den Multipletts $a\,^5P^* - b\,^5D$ und $a\,^7P^* - a\,^7D$ nimmt dagegen der Poleffekt ebenso wie der Druckeffekt mit steigender Wellenzahl zu [Gl. (4) und (9)], und auch in den Gl. (4a) und (9a) stimmen die Vorzeichen des Faktors von $\bar{\nu}_e$ des P-Terms miteinander überein; bei diesen beiden Multipletts scheint also im Gegensatz zu den übrigen Multipletts eine Parallelität zwischen Poleffekt und Druckeffekt zu bestehen.

Anmerkung. Trägt man in Fig. 12 außer den d-Linien noch die von Babcock[17]) gemessenen a-Linien ein — die durch Kreise bezeichnet sind — so wird ein neuer Zusammenhang zwischen den Druckeffekten der beiden Druckklassen a und d aufgedeckt. Der Druckeffekt der zur Druckklasse a gehörenden Multipletts erweist sich nämlich nach dieser Figur als konstant, und zwar auffallenderweise gleich dem von $\bar{\nu}$ freien Glied der Gl. (9), die für den Druckeffekt der Multipletts der Druckklasse d gilt. Man kann also den Druckeffekt auch so deuten, daß zu einem für alle Linien der Druckklassen a und d gleichen Druckeffekt bei den d-Linien noch Termverschiebungen des Anfangs- und Endterms hinzukommen, die der Termgröße proportional sind. Nach den bisherigen Messungen scheint es nun so, als ob bei dieser neuen Deutung Theorie und Erfahrung besser miteinander übereinstimmen als bei der Babcockschen Auffassung (S. 31); vgl. die Figg. 9, S. 32 und 12, S. 37. Besonders auffallend ist dies bei dem Multiplett $a^5P - a\,^5S^*$. Während sich bei diesem Multiplett der Druckeffekt der beiden von Babcock gemessenen Linien nur um $1 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} unterscheidet, müßte man für die dritte nicht gemessene Linie einen um $40 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} größeren Druckeffekt annehmen, wenn der mittlere Druckeffekt dieses Multipletts dem verallgemeinerten Catalańschen und damit dem Babcockschen Gesetz genügen sollte. Bei meiner Deutung dagegen wäre für die dritte Linie ein nur um $2 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} kleinerer Druckeffekt erforderlich als bei den beiden gemessenen Linien, damit der mittlere Druckeffekt den theoretischen Wert $8 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} besitzt. Die Entscheidung darüber, welche von beiden Auffassungen die richtige ist, kann erst dann getroffen werden, wenn der mittlere Druckeffekt der Multipletts $a\,^5P - a\,^5S^*$, $a\,^5P - b\,^5D^*$, $a\,^5F^* - c\,^5D$, $b\,^5D^* - c\,^5D$, $b\,^5F^* - c\,^5D$, von denen bisher erst ein oder zwei Linien gemessen wurden,

genauer bekannt ist. Sie ist nicht nur für die Theorie des Druckeffekts von Wichtigkeit, sondern auch aus dem Grunde, weil von der Allgemeingültigkeit des Babcockschen Gesetzes die Verwendbarkeit des Druckeffekts für die Einordnung der Multipletts in die Skala der Termgrößen abhängt (vgl. S. 31).

b) Abhängigkeit des Poleffekts vom Seriencharakter der einzelnen Multipletts und seine Beziehung zum Starkeffekt

Von besonderer Wichtigkeit für die Theorie des Poleffekts ist ferner eine Untersuchung der Beziehung des Poleffekts zum Seriencharakter der einzelnen Linien und ein Vergleich dieser Beziehung mit den bekannten Gesetzen des Starkeffekts. Betrachtet man die in Tab. 4, S. 29 zusammengestellten Poleffekte unter diesem Gesichtspunkt, so fällt zunächst auf, daß der über alle Linien eines Multipletts gemittelte Poleffekt innerhalb einer Serie mit der Laufzahl abnimmt, beispielsweise der mittlere Poleffekt des Multipletts $a^5F^* - b^5D$ größer ist als der mittlere Poleffekt des Multipletts $a^5F^* - c^5D$ (Spalte 5 Tab. 4, S. 29). Diese Tatsache, die zunächst in Widerspruch mit allen bisherigen Erfahrungen beim Starkeffekt zu stehen scheint, läßt sich mit diesen Erfahrungen in Einklang bringen, wenn man — wie etwa beim Starkeffekt des Mn — annimmt, daß die Verschiebung des Endterms die des Anfangsterms überwiegt; man erhält dann beim Poleffekt ebenso wie beim Starkeffekt eine Zunahme der Termverschiebung beim Übergang vom niederen zum höheren Serienglied. Unter dieser Annahme folgt dann weiter aus der Tab. 4, daß der Poleffekt der F-Terme, a^5F^* und a^7F^* z. B., größer ist als derjenige der D-Terme gleicher Gliednummer a^5D^* und a^7D^* (Vergleich der Multipletts $a^5D^* - b^5D$ mit $a^5F^* - b^5D$ und $a^7D^* - a^7D$ mit $a^7F^* - a^7D$), so daß sich auch das zweite Gesetz des Starkeffekts zu bestätigen scheint, welches die Zunahme der Verschiebung mit der azimutalen Quantenzahl behauptet. Sieht man zunächst von den Multipletts $a^5P^* - b^5D$ und $a^7P^* - a^7D$ ab, die bereits bei den Untersuchungen des vorigen Abschnittes *a* eine Sonderstellung einnahmen, so ergibt die Gesamtheit der in Tab. 4 verzeichneten Multipletts die folgenden beiden Termreihen, in welchen der Poleffekt von links nach rechts wächst:

$$a^5D^*,\ a^5F^*,\ b^5D^*,\ b^5F^*,\ a^3P^*,\ (a^3F^*),\ a^3D^*,\ b^5D,$$

$$b^5F?,\ c^5D,\ a^3D,\ c^3F \text{ und } a^7D^*,\ a^7F^*,\ a^7D^*.$$

Es bestätigt sich danach im allgemeinen die Gültigkeit der beiden Starkeffektgesetze; eine Ausnahme bilden nur die beiden Multipletts $a\,^5F^* - b\,^5F$ und $a\,^3F^* - c\,^3F$. Damit sich auch die Terme $b\,^5F$ und $a\,^3F^*$ dieser beiden Multipletts entsprechend den bisherigen Erfahrungen beim Starkeffekt in die obige Reihe einordnen, müßte man für das Multiplett $a\,^5F^* - b\,^5F$ eine Fehlergrenze von mindestens $1{,}44 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}, für die Multipletts $a\,^3F^* - c\,^3F$ und $a\,^3D^* - c\,^3F$ z. B. eine solche von $0{,}94 \cdot 10^{-2}$ cm^{-2} annehmen. Beide Fehlergrenzen liegen durchaus noch im Bereich der Möglichkeit; die Fehlergrenze $1{,}44 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1} z. B. ist noch geringer als die größte der in Spalte 7 Tab. 4 verzeichneten zulässigen Fehlergrenzen. Die beiden zunächst ausgenommenen Multipletts $a\,^5P^* - b\,^5D$ und $a\,^7P^* - a\,^7D$ lassen sich dagegen in die obigen Reihen nicht einordnen. Bei diesen beiden Multipletts versagt die Methode dieses Abschnittes, welche eine Beziehung des Poleffekts zur azimutalen Quantenzahl durch Vergleich der Multipletts gleicher Anfangs- oder gleicher Endterme auffinden will. Während sich nämlich aus dem Vergleich des Multipletts $a\,^5P^* - b\,^5D$ mit den Multipletts $a\,^5D^* - b\,^5D$ und $a\,^5F^* - b\,^5D$ der Poleffekt des Terms $a\,^5P^*$ kleiner ergeben würde als die Poleffekte der Terme $a\,^5F^*$ und $a\,^5D^*$, würde sich andererseits aus dem Vergleich des Multipletts $a\,^7P^* - a\,^7D$ mit den Multipletts $a\,^7F^* - a\,^7D$ und $a\,^7D^* - a\,^7D$ der Poleffekt des Terms $a\,^7P^*$ größer ergeben als derjenige der $a\,^7F^*$- und $a\,^7D^*$-Terme. Die beiden Multipletts $a\,^5P^* - b\,^5D$ und $a\,^7P^* - a\,^7D$ nehmen also scheinbar wieder eine Sonderstellung unter den Multipletts der Tab. 4 ein. Zum Schluß dieser Untersuchung notieren wir noch als Nebenergebnis, daß der Poleffekt der Tripletterme größer ist als der Poleffekt der Quintetterme.

c) Poleffekt und innere Quantenzahl

Nachdem in den Teilen a und b nur die Gesetzmäßigkeit des mittleren Poleffekts der verschiedenen Multipletts untersucht worden ist, gibt die Tab. 5 einen Einblick in die Verhältnisse innerhalb eines Multipletts.

Die Linien eines jeden Multipletts wurden in zwei etwa gleichgroße Gruppen geteilt; zu der ersten Gruppe gehören alle diejenigen Linien, bei denen die inneren Quantenzahlen des Endterms $\geqq$ einer mittleren inneren Quantenzahl i_1 und gleichzeitig die inneren Quantenzahlen des Anfangsterms $\geqq$ der mittleren inneren Quantenzahl i_2 sind; zu der zweiten Gruppe zählen alle übrigen Linien, bei denen mindestens eine

Tabelle 5

Multipletts	i_e und $i_a \cong i_{1,2}$	i_e bzw. $i_a < i_{1,2}$
$a\,^7F^* - a\,^7D$	$6{,}13 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}	$5{,}44 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}
$a\,^7D^* - a\,^7D$	5,16	4,83
$a\,^7P^* - a\,^7D$	8,31	7,50
$a\,^5F^* - b\,^5D$	7,44	6,35
$a\,^5D^* - b\,^5D$	6,47	5,74
$a\,^5P^* - b\,^5D$	4,33	4,32
$a\,^5D^* - b\,^5F$	5,72	5,88
$b\,^5D^* - c\,^5D$	6,24	4,27
$b\,^5F^* - c\,^5D$	5,75	6,29
$a\,^5F^* - c\,^5D$	4,74	4,23
$a\,^5F^* - b\,^5F$	4,31	4,04
$a\,^3D^* - c\,^3F$	9,40	7,43
Mittel:	$6{,}17 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}	$5{,}54 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}

innere Quantenzahl, die des Anfangs- oder die des Endterms, kleiner ist als die zugehörige mittlere innere Quantenzahl i_1 bzw. i_2. Die mittlere innere Quantenzahl i_1 bzw. i_2 hat für alle Septetterme, für den Term $a\,^3D^*$ und für alle Quintett-F-Terme den Wert 3, für alle übrigen Terme den Wert 2. Berechnet man nun in Wellenzahlen für eine jede Gruppe der in Spalte 1 verzeichneten Multipletts gesondert den mittleren Poleffekt, so erhält man für die erste Gruppe mit den größeren inneren Quantenzahlen die Werte der Spalte 2, für die zweite Gruppe mit den kleineren inneren Quantenzahlen die Werte der Spalte 3. Von den in der Tab. 4, S. 29 verzeichneten Multipletts wurden in Tab. 5 nur diejenigen angegeben, bei denen der Poleffekt von mindestens 4 Linien gemessen ist.

Die Tab. 5 zeigt, daß die Linien mit kleineren inneren Quantenzahlen im Mittel einen kleineren Poleffekt zeigen als die Linien mit größeren inneren Quantenzahlen.

Teil B

Das Eisenspektrum in der Wasserstoffflamme

Das Eisenflammenspektrum wurde in neuerer Zeit untersucht von Lockyer und Goodson[50]) in der Wasserstoff–Sauerstoffflamme, von de Watteville[51]) in der Luft–Leuchtgasflamme und von Hemsalech[52]), [53]) allein oder zusammen mit de Watteville[54]), [55]) in Gemischen von Luft oder Sauerstoff mit Leuchtgas, Wasserstoff oder Acetylen. Nach den bisherigen Erfahrungen ist das Flammenspektrum nicht nur unabhängig von der Art der Eisenverbindung, sondern es erscheinen im allgemeinen auch in den verschiedenen Flammen die gleichen Linien. Sie unterscheiden sich nur durch ihre relativen Intensitäten; mit steigender Flammentemperatur treten die Linien der höheren Temperaturklassen immer stärker hervor. Nur im Kern der Leuchtgasflamme treten erheblich mehr Eisenlinien auf. Beim Vergleich der Intensitäten der Eisenflammenlinien in der Wasserstoff–Sauerstoffflamme und im Bogen fanden Lockyer und Goodson[50]) die Linien der Temperaturklasse *I* in der Flamme verstärkt, die der Klasse *II* und die wenigen der Klassen *III* und *IV* geschwächt.

In neuester Zeit beobachtet Meunier[56]) auch in der reinen Wasserstoffflamme — ohne Beimengung von Luft oder Sauerstoff —, in der bisher kein Metallspektrum erhalten werden konnte, ein Flammenspektrum und gibt bei Eisen die 12 stärksten Linien an.

Die Untersuchung von Meunier wird von mir weitergeführt. Es werden sämtliche auftretenden Eisenlinien, etwa 70 an der Zahl, mit ihren Intensitäten, Temperatur- und Druckklassen und Serienbezeichnungen angegeben und die Änderung der Helligkeitsverteilung im Spektrum beim Übergang von der Wasserstoffflamme zu den anderen Flammen und dem Bogen untersucht.

Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung war die gleiche wie bei Meunier.[56]) Der einer Wasserstoffbombe entnommene Wasserstoff wurde durch ein knieförmiges Glasrohr geleitet, an dessen Boden sich Eisenoxyduloxalat befand, und brannte bei einer Flammenhöhe von 12 cm vertikal aus einer $^1/_3$ mm weiten Öffnung eines 1 cm weiten und 5 cm langen Quarzrohres. Bombe, Glasrohr und Quarzrohr waren durch Gasschläuche miteinander verbunden, das Quarzrohr wurde von einem Stativ gehalten. Durch Klopfen des Glasrohres erreichte ich, daß eine genügende Salzmenge von dem Wasserstoffstrom mitgeführt wurde. Bei einer größeren Öffnung als $^1/_3$ mm war kein Eisenspektrum zu erhalten.

Die spektrale Zerlegung wurde mit einem Glasspektrographen bzw. für das Ultraviolett mit einem Quarzspektrographen kleiner Dispersion vorgenommen.

Ergebnisse

Das ziemlich lichtschwache Eisenspektrum erscheint auf einem relativ starken kontinuierlichen Untergrund und ist im Ultraviolett von Wasserdampfbanden überlagert.

In Tab. 6 sind die Linien aufgezählt. In Spalte 1 sind die Wellenlängen, in Spalte 2 die geschätzten Intensitäten, in Spalte 3, 4 und 5 die zugehörigen Druckklassen, Temperaturklassen und Termbezeichnungen verzeichnet. Die Angaben der Spalten 1, 3, 4 und 5 wurden der Arbeit von Burns und Walters[49]) entnommen, welche die neuesten Resultate enthalten dürfte. In den Spalten 6 und 7 wurden zum Vergleich die von Lockyer und Goodson[50]) bzw. Hemsalech und de Watteville[55]) in der Wasserstoff–Sauerstoffflamme gefundenen, in Spalte 8 die von de Watteville[51]) im Mantel der Leuchtgasflamme beobachteten Intensitäten der Eisenlinien angegeben. Solche Linien, die ich in der Wasserstoffflamme nicht beobachten konnte, obgleich sie von Hemsalech und de Watteville[55]) bzw. de Watteville[51]) in der Wasserstoff–Sauerstoffflamme bzw. dem Mantel der Leuchtgasflamme mit einer Intensität 2 gefunden wurden, sind in Spalte 1 eingeklammert angegeben. Spalte 9 gibt ihrerseits ein Bild von der Änderung der Helligkeitsverteilung im Eisenspektrum beim Übergang vom Bogen zur Wasserstoffflamme; vergleicht man zwei Aufnahmen gleicher mittlerer Schwärzung (Expositionszeiten beim Bogen etwa 5′, bei der Flamme 1 Std.) miteinander, so erscheinen einige Linien des Eisenspektrums in der Wasserstoffflamme gegenüber den gleichen Linien des Eisen-

Tabelle 6

1	2	3	4	5	6	7	8	9
λ	Int.	Druck-klasse	Temp.-Klasse	Terme	Lockyer	Hemsalech	de Watteville	gegenüber dem Bogen
5405,778	3	a	IB	$a\,^5F_2 - a\,^5D_1^*$	1—2			(verstärkt)
5397,131	3	a	IB	$a\,^5F_1 - a\,^5D_0^*$	1—2			(verstärkt)
5371,493	2	a	IB	$a\,^5F_3 - a\,^5D_2^*$	2	2	3	(verstärkt)
5328,042	4	a	IB	$a\,^5F_4 - a\,^5D_3^*$	3	5	4	(verstärkt)
[5328,534]		a	II	$[a\,^3F_3 - a\,^3D_3^*]$				
5269,538	6	a	IB	$a\,^5F_5 - a\,^5D_4^*$	4 5	6	5	(verstärkt)
5270,360		a	II	$a\,^3F_2 - a\,^3D_1^*$				
[5168,901]		a	IA	$a\,^5D_3 - a\,^7D_3^*$	1—2	3		(verstärkt)
5166,286	2	a	IA	$a\,^5D_4 - a\,^7D_5^*$	1—2			(verstärkt)
[5167,491]		a	II	$[a\,^3F_4 - a\,^3D_3^*]$	0—1			sehr geschwächt
5110,414	3	a	IB	$a\,^5D_4 - a\,^7D_4^*$	2	2		n. i. Bogen
4482,172	3	a	I	$a\,^5D_1 - a\,^7F_2^*$	1—2	2	3	verstärkt
[4482,258]		a	I	$[a\,^5P_1 - c\,^5D_2^*$				
4461,654	6	a	I	$a\,^5D_2 - a\,^7F_3^*$	2—3	3	4	sehr verstärkt
4427,312	10	a	I	$a\,^5D_3 - a\,^7F_4^*$	3—4	4	6	sehr verstärkt
(4415,125)	—	b	II	$a\,^3F_2 - a\,^5G_3^*$	0—1	3	1	sehr geschwächt
4404,752	5	b	II	$a\,^3F_3 - a\,^5G_4^*$	2—3	5	4	sehr geschwächt
4383,547	10	b	II	$a\,^3F_4 - a\,^5G_5^*$	5—6	8	6	geschwächt
4375,932	8	a	I	$a\,^5D_4 - a\,^7F_5^*$	4—5	4	6	sehr verstärkt
4325,765	8	b	II	$a\,^3F_2 - a\,^3G_3^*$	5 6	5	5	geschwächt
4307,906	8	b	II	$a\,^3F_3 - a^3\,G_4^*$	5--6	6	5	geschwächt
(4294,128)	—	b	II	$a\,^3F_4 - a\,^5G_4^*$	0 1	2		sehr geschwächt
4271,764	8	b	II	$a\,^3F_4 - a\,^3G_5^*$	4—5	6	6	geschwächt
(4250,790)	—	b	II	$a\,^3F_3 - a\,^3G_3^*$	2	2	2	sehr geschw.
4216,186	7	a	I	$a\,^5D_4 - a\,^7P_4^*$	2—3	$2^1/_2$		auß. verst.
4202,031	1	b	I	$a\,^3F_4 - a\,^3G_4^*$	1—2	3	2	geschwächt
4143,871	2	b	I	$a\,^3F_3 - b\,^3F_4^*$	2	4	4	sehr geschwächt
[4143,418]		b	III	$[2\,M_4 - 40\,R_4^*]$				
4132,060	1	b	II	$a\,^3F_2 - b\,^3F_3^*$	1	3	2	sehr geschwächt
4071,741	4	b	II	$a\,^3F - b\,^3F_2^*$	4—5	5	5	sehr geschwächt
4063,597	5	b	II	$a\,^3F_3 - b\,^3F_3^*$	5—6	6	6	sehr geschwächt
4045,815	10	b	II	$a\,^3F_4 - b\,^3F_4^*$	7	8	7	geschwächt
(4005,246)		b	II	$a\,^3F_3 - b\,^3F_2^*$	1—2	3	3	sehr geschwächt
(3969,261)	—	b	II	$a\,^3F_4 - b\,^3F_3^*$	1—2	4	Sp.	sehr geschwächt
3930,299	10	a	I	$a\,^5D_2 - a\,^5D_3^*$	5	8	10	verstärkt
3927,922	10	a	I	$a\,^5D_1 - a\,^5D_2^*$	5	8	10	verstärkt
3922,914	10	a	I	$a\,^5D_3 - a\,^5D_4^*$	5	8	10	verstärkt
3920,260	6	a	I	$a\,^5D_0 - a\,^5D_1^*$	4	8	10	verstärkt
3906,482	1	a	I	$a\,^5D_1 - a\,^5D_1^*$	2	5	7	verstärkt
(3902,948)	—	b	II	$a\,^3F_3 - b\,^3D_3^*$	0 1	2	Sp.	sehr geschwächt
3899,709	10	a	I	$a\,^5D_2 - a\,^5D_2^*$	5	8	9	verstärkt
3895,658	6	a	I	$a\,^5D_1 - a\,^5D_0^*$	4	7	9	verstärkt
3886,284	20	a	I	$a\,^5D_3 - a\,^5D_3^*$	5—6	8	12	sehr verstärkt
[3887,051]		b	I	$[a\,^5F_4 - b\,^5D_4^*]$	0—1	2		
3878,575	10	a	II	$a\,^5D_2 - a\,^5D_1^*$	4—5	7	10	verstärkt
(3878,021)		b	II	$[a\,^5F_3 - b\,^5D_3^*]$		2	10	

Tabelle 6 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
λ	Int.	Druck-klasse	Temp.-Klasse	Terme	Lockyer	Hemsalech	de Watteville	gegenüber dem Bogen
3872,504)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_2 - b\,^5D_2^*$		4	3	geschwächt
3865,526)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_1 - b\,^5D_1^*$		3	3	geschwächt
3859,913	20	*a*	*I*	$a\,^5D_4 - a\,^5D_4^*$	4—5	13	10	sehr verstärkt
3856,373	10	*a*	*IA*	$a\,^5D_3 - a\,^5D_2^*$	3—4	9	9	sehr verstärkt
3849,969)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_1 - b\,^5D_0^*$		3	3	sehr geschwächt
3841,051)	—	*b*	*II*	$a\,^3F_2 - b\,^3D_1^*$		3	3	sehr geschwächt
3840,439)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_2 - b\,^5D_1^*$		5	3	sehr geschwächt
3834,225)		*b*	*II*	$a\,^5F_3 - b\,^5D_2^*$		7	5	sehr geschwächt
3824,444		*a*	*IA*	$a\,^5D_4 - a\,^5D_3^*$		8	7	
3825,884	10	*b*	*II*	$a\,^5F_4 - b\,^5D_3^*$		8	5	verstärkt
[3827,825]		*b*	*II*	$a\,^3F_3 - b\,^3D_2^*$		3	2	
3820,428	6		*II*	$a\,^5F_5 - b\,^5D_4^*$		10	6	geschwächt
3815,842)	—	*b*	*II*	$a\,^3F_4 - b\,^3D_3^*$		3½	2	sehr geschwächt
(3812,966)	—		*II*	$a\,^5F_3 - a\,^3P_2^*$		2	2	sehr geschwächt
3799,549	1	*b*	*II*	$a\,^5F_3 - b\,^5F_4^*$		3	1	sehr geschwächt
3798,513		*b*	*II*	$a\,^5F_1 - b\,^5F_2^*$		2	1	
(3795,004)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_2 - b\,^5F_3^*$		3	1	sehr geschwächt
(3787,883)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_1 - b\,^5F_1^*$		2	1	sehr geschwächt
(3767,194)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_1 - b\,^5F_1^*$		4½	3	sehr geschwächt
(3763,790)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_2 - b\,^5F_2^*$		5	3	sehr geschwächt
3758,235	—	*b*	*II*	$a\,^5F_3 - b\,^5F_3^*$		6	4	sehr geschwächt
3748,264		*a*	*IA*	$a\,^5D_1 - a\,^5F_2^*$		7	6	
3749,487		*b*	*II*	$a\,^5F_4 - b\,^5F_4^*$		6	4	
3745,902	15	*a*	*IA*	$a\,^5D_0 - a\,^5F_1^*$		10	8	verstärkt
3745,563		*a*	*I*	$a\,^5D_2 - a\,^5F_3^*$				
3743,364		*b*	*IIA*	$a\,^5F_2 - b\,^5F_1^*$		2		
3737,133		*a*	*I*	$a\,^5D_3 - a\,^5F_4^*$		10	8	
3733,319	15	*a*	*IA*	$a\,^5D_1 - a\,^5F_1^*$			6	verstärkt
3734,867		*b*	*II*	$a\,^5F_5 - b\,^5F_5^*$		8	6	
(3727,621)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_3 - b\,^5F_2^*$		4	3	geschwächt
3722,564	20	*a*	*IA*	$a\,^5D_2 - a\,^5F_2^*$		8	6	verstärkt
3719,935		*a*	*I*	$a\,^5D_4 - a\,^5F_5^*$		12	8	
3705,567		*a*	*I*	$a\,^5D_3 - a\,^5F_3^*$		8	8	
[3707,923]	7		*III*	$a\,^5P_3 - 55\,R_2^*$		2	3	verstärkt
3709,249			*II*	$a\,^5F_4 - b\,^5F_3^*$		4	3	
3687,458	—	*b*	*I*	$a\,^5F_5 - b\,^5F_4^*$		3	3	sehr geschwächt
3679,915	6	*a*	*IA*	$a\,^5D_4 - a\,^5F_4^*$		7	8	verstärkt
3649,304	7		*IA*	$a\,^5D_4 - a\,^5F_3^*$		5	5	etw. geschwächt
3647,844		*b*	*I*	$a\,^5F_4 - a\,^5G_5^*$				
3631,464	5	*b*	*I*	$a\,^5F_3 - a\,^5G_4^*$		7	5	geschwächt
[3631,100]			*IV*	$a\,^7F_5 - 34\,W_5$				
3618,769		*b*	*I*	$a\,^5F_2 - a\,^5G_3^*$		3	5	
3617,789	3		*IV*					geschwächt
[3617,320]			*IV*					
3608,861	3	*b*	*I*	$a\,^5F_1 - a\,^5G_2^*$		2	5	geschwächt
(3585,320)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_3 - a\,^5G_3^*$		2	Sp.	sehr geschwächt

Tabelle 6 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
λ	Int.	Druck-klasse	Temp.-Klasse	Terme	Lockyer	Hemsalech	de Watteville	gegenüber dem Bogen
3581,195	11	*b*	*I*	$a\,^5F_5 - a\,^5G_6{}^*$		10	8	geschwächt
3570,101	8		*I*	$a\,^5F_4 - a\,^3G_5{}^*$		8	7	geschwächt
3565,381	7	*b*	*II*	$a\,^5F_3 - a\,^3G_4{}^*$		6	4	geschwächt
(3558,518)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_2 - a\,^3G_3{}^*$		2	2	sehr geschwächt
3526,165			*II*	$a\,^5F_3 - a\,^3G_3{}^*$				
3526,040	3		*I*	$a\,^5D_2 - a\,^5P_3{}^*$		3	6	geschwächt
[3526,776]				$a\,^7F_5{}^* - 16\,W_4$				
[3526,467]			*IV*	$a\,^3P_2 - b\,^3P_2{}^*$				
(3513,820)	—	*b*	*II*	$a\,^5F_5 - a\,^3G_5{}^*$		4		sehr geschwächt
3497,844	4	*a*	*I*	$a\,^5D_1 - a\,^5P_2{}^*$			6	verstärkt
3490,575	8		*I*	$a\,^5D_3 - a\,^5P_3{}^*$		6	8	verstärkt
3476,705	11	*a*	*I*	$a\,^5D_0 - a\,^5P_1{}^*$		5	7	verstärkt
3475,455			*I*	$a\,^5D_2 - a\,^5P_2{}^*$		8	8	
3465,863	7	*a*	*I*	$a\,^5D_1 - a\,^5P_1{}^*$		5	8	verstärkt
3443,880			*I*	$a\,^5D_2 - a\,^5P_1{}^*$		3	6	
3440,990	15		*I*	$a\,^5D_3 - a\,^5P_2{}^*$		10	10	verstärkt
3440,606			*I*	$a\,^5D_4 - a\,^5P_3{}^*$				

bogenspektrums verstärkt, andere hingegen geschwächt. Bei den ersten 6 Linien der Tab. 6 war ein Vergleich der Intensitäten in der Wasserstoffflamme mit denen im Bogen nicht gut möglich, da sich diese Linien in der Wasserstoffflamme zu wenig von dem kontinuierlichen Untergrund (vgl. S. 43) abheben; für diese Linien sind in Spalte 9 die von Lockyer und Goodson[50]) an der Wasserstoff–Sauerstoffflamme gemachten Beobachtungen eingeklammert eingetragen, welche bei den übrigen von Lockyer und Goodson untersuchten Linien mit meinen Beobachtungen an der Wasserstoffflamme übereinstimmen (vgl. S. 48).

In der Wasserstoffflamme erscheinen im allgemeinen die gleichen Linien, welche von Hemsalech und de Watteville[55]) bzw. Lockyer und Goodson[50]) in der Wasserstoff–Sauerstoffflamme und von de Watteville[51]) im Mantel der Leuchtgasflamme gefunden wurden; nur die lichtschwächsten Linien fehlen auf meinen Aufnahmen. Gegenüber Hemsalech und de Watteville[55]) zeigt sich insofern ein bedeutenderer Unterschied, als ich statt der von ihm mit der Intensität 4 angegebenen Linie 3514, die der Druckklasse *b* angehört, die Linie 3498 der Druckklasse *a* finde, in Übereinstimmung mit der Beobachtung von de Watteville[51]) im Mantel der Leuchtgasflamme. Die in der Wasserstoffflamme auftretenden Eisenlinien gehören zu den Temperatur-

klassen *I* und *II* und den Druckklassen *a* und *b* und gehen vom Grundterm $a\,^5D$ und den metastabilen Zuständen $a\,^5F$ und $a\,^3F$ aus. Sie gehören insgesamt zu 14 Multipletts, die in Tab. 7 noch einmal zusammengestellt sind. In Spalte 2 dieser Tabelle ist die relative Linienzahl $n_{\text{rel.}}$ angegeben, mit der ein Multiplett in der Wasserstoffflamme erscheint, d. h. das Verhältnis der von mir beobachteten Linien des betreffenden Multipletts zur Gesamtzahl aller zu diesem Multiplett gehörenden Linien. Spalte 3 gibt die mittlere Intensität dieses Multipletts

Tabelle 7

1 Mult.	2 n_{rel}	3 Int.$_m$	4 Bogen : Flamme
$a\,^5D - a\,^5D^*$	$\frac{12}{12}$	10	sehr verstärkt
$a\,^5D - a\,^5F^*$	$\frac{10}{12}$	6,5	verstärkt
$a\,^5D - a\,^5P^*$	$\frac{9}{9}$	5	verstärkt
$a\,^3F - a\,^3G^*$	$\frac{4}{6}$	4	geschwächt
$a\,^3F - b\,^3F^*$	$\frac{5}{7}$	3	geschwächt
$a\,^5F - b\,^5F^*$	$\frac{6}{13}$	3	sehr geschwächt
$a\,^5D - a\,^7F^*$	$\frac{4}{13}$	2	sehr verstärkt
$a\,^5D - a\,^7D^*$	$\frac{4}{12}$	2	verstärkt
$a\,^5F - a\,^3G^*$	$\frac{3}{8}$	2	geschwächt
$a\,^3F - a\,^5G^*$	$\frac{2}{8}$	2	geschwächt
$a\,^5F - a\,^5G^*$	$\frac{5}{15}$	1,5	geschwächt
$a\,^5F - a\,^5D^*$	$\frac{5}{12}$	1,5	verstärkt
$a\,^5D - a\,^7P^*$	$\frac{1}{8}$	1	auß. verstärkt
$a\,^5F - b\,^5D^*$	$\frac{2}{12}$	0,5	sehr geschwächt
$(a\,^3F - b\,^3D^*)$	—	—	sehr geschwächt

an; diese wurde dadurch erhalten, daß ich für alle in der Wasserstoffflamme nicht beobachteten Linien dieses Multipletts die Intensität 0 ansetzte und dann über alle Linien dieses Multipletts das arithmetische Mittel bildete. Spalte 4 gibt endlich an, ob die einzelnen Multipletts in der Wasserstoffflamme im Vergleich zum Bogen geschwächt oder verstärkt erscheinen (entspricht Spalte 9, Tab. 6).

Von den in der Wasserstoff–Sauerstoffflamme und im Mantel der Leuchtgasflamme auftretenden Multipletts sind in der Wasserstoffflamme alle vertreten mit Ausnahme des in Tab. 7 eingeklammerten Multipletts $a\,^3F - b\,^3D^*$, das bereits in den beiden anderen Flammen die kleinste mittlere Intensität aufweist. Etwa die Hälfte aller in der Wasserstoffflamme sichtbaren Eisenlinien gehören zu den vom Grundterm $a\,^5D$ ausgehenden Multipletts $a\,^5D - a\,^5D^*$, $a\,^5D - a\,^5F^*$, $a\,^5D - a\,^5P^*$; der größte Teil der lichtstärksten Linien wird durch das Multiplett $a\,^5D - a\,^5I^*$ geliefert, das bei weitem die größte mittlere Intensität unter allen 14 Multipletts aufweist.

Hinsichtlich der Änderung der Helligkeitsverteilung im Eisenspektrum beim Übergang vom Bogen zur Wasserstoffflamme (Spalte 9 der Tab. 6; vgl. S. 43), ergibt sich für das sichtbare Spektralgebiet Übereinstimmung mit den von Lockyer und Goodson[50]) an der Wasserstoff–Sauerstoffflamme gemachten Beobachtungen; im Ultraviolett wurde die Änderung der relativen Intensitäten beim Übergang vom Flammen- zum Bogenspektrum des Eisens bisher überhaupt noch nicht untersucht. Beim Vergleich zweier Aufnahmen gleicher mittlerer Schwärzung (vgl. S. 43) erscheinen die Linien der Druckklasse a, die im allgemeinen vom Grundterm $a\,^5D$ ausgehen und nach der Bezeichnung von Hemsalech[52]) Flammenlinien der Gruppe I sind, in der Wasserstoffflamme gegenüber dem Bogen verstärkt, während dagegen die Linien der Druckklasse b, die von den metastabilen Zuständen $a\,^5F$ und $a\,^3F$ ausgehen, geschwächt erscheinen; d. h. im Verhältnis zur Gesamtzahl aller emittierenden Atome steigt die Zahl derjenigen Atome, welche eine a-Linie emittieren, und fällt andererseits die Zahl derjenigen Atome, welche eine b-Linie emittieren, wenn man vom Bogen zur Wasserstoffflamme übergeht. Um nun weiter die Verteilung der Intensitäten auf die a- und b-Linien bei den Eisenspektren der Wasserstoffflamme, der Wasserstoff–Sauerstoffflamme und des Mantels der Leuchtgasflamme miteinander vergleichen zu können, habe ich aus den Intensitätsangaben der Spalten 2, 7 und 8 der Tab. 6 für diese drei Flammen die Mittelwerte aus den Intensitäten aller a-Linien, sowie die

Mittelwerte aus den Intensitäten aller *b*-Linien berechnet und in Tab. 8 angegeben; dabei wurde wieder eine Linie, die in der einen oder anderen der drei Flammen nicht beobachtet worden ist, mit der Intensität 0 angesetzt und bei der Mittelbildung mit berücksichtigt. Es zeigt sich, daß die so berechneten mittleren Intensitäten bei den *a*-Linien beim Übergang von der Wasserstoff–Sauerstoffflamme zum Mantel der Leuchtgasflamme und weiter zur Wasserstoffflamme zunehmen, während sie bei den

Tabelle 8

Gas	*a*	*b*
H_2	7	$2^1/_2$
Leuchtgas (Mantel)	$6^1/_2$	$3^1/_2$
$H_2 + O_2$	6	$4^1/_2$

b-Linien abnehmen. Berücksichtigt man noch, daß die *a*-Linien gegenüber den *b*-Linien nicht nur beim Übergang vom Bogen zur Wasserstoffflamme (S. 48), sondern nach Lockyer und Goodson[50]) sogar schon beim Übergang vom Bogen zur Wasserstoff–Sauerstoffflamme verstärkt erscheinen, so ergibt sich folgendes Gesamtresultat: Schreitet man in der Reihe

Wasserstoffflamme, Mantel der Leuchtgasflamme,
Wasserstoff–Sauerstoffflamme, Bogen

von links nach rechts fort, so treten die Eisenlinien höherer Anregungsstufen (*b*-Linien) gegenüber den Linien niederer Anregungsstufen (*a*-Linien) allmählich immer stärker hervor: unter allen bisher bekannten Flammen zeigt die Wasserstoffflamme die geringste mittlere Anregungsenergie.

Anhang

Nachteil und Vorteil der Dispersion im Plattenprisma der Lummer-Gehrcke-Platte

1. Einleitung

Beim Arbeiten mit der planparallelen Lummer-Gehrcke-Platte hat man oft mit dem Übelstand zu kämpfen, daß die Justierung nur für einen kleinen Wellenlängenbereich bestehen bleibt. Insbesondere muß man beim Übergang vom Sichtbaren zum Ultraviolett völlig neu justieren und kann dabei natürlich nicht direkt mit dem Auge die neue Einstellung machen, muß vielmehr auf dem bekannten Wege mühsamer photographischer Sucharbeit die für die betreffende ultraviolette Welle günstigste Justierung finden. Dieser Übelstand sowie einige weitere Übelstände wurden bisher oftmals als störend empfunden, lassen sich aber, wie im folgenden näher gezeigt wird, leicht überwinden. Man hat nur geeignete Hilfsprismen in den Strahlengang zu bringen, welche die Dispersion im Plattenprisma der Lummer-Gehrcke-Platte kompensieren, wodurch erreicht werden kann, daß die Justierung für alle Wellenlängen erhalten bleibt. Andrerseits kann man auch durch Abänderung dieses Verfahrens das Gegenteil erzielen, nämlich eine Verstärkung der Dispersion, was für andere Zwecke wieder von großem Vorteil ist.

a) Allgemeine Wirkung der Dispersion ohne Zwischenschaltung von Linsen

Zur Erläuterung dieser Verhältnisse ist in Abb. 1 der Strahlengang in der üblichen Anwendungsart der Platte dargestellt. Man sieht z. B.,

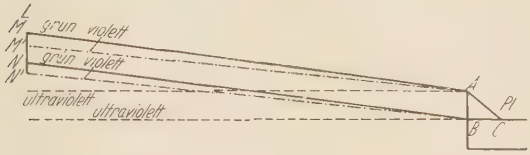

Abb. 1. Dispersion bei der Lummer-Gehrcke-Platte

daß der letzte Interferenzstreifen einer grünen Linie, der von dem mit „grün" bezeichneten Strahlenbüschel herrühren möge, vom Teil MN der Lichtquelle L erzeugt wird, dagegen der letzte Interferenzstreifen einer violetten Linie von dem Teil $M'N'$, und zwar schließen das grüne und das violette Strahlenbüschel einen beträchtlichen Winkel $\Delta\chi$ ein, bei einer Glasplatte mit einem Plattenprisma von dem Spitzenwinkel $\alpha = 64^0$ (vgl. Abb. 2) und den Brechungsindizes der Tabelle 1, S. 56 z. B. einen solchen von $1^0\,7'$. Die letzten ultravioletten Interferenzstreifen würden bei der in der Abbildung eingezeichneten Größe der Lichtquelle überhaupt nicht zustande kommen.

Besondere Schwierigkeiten treten ferner bei der Untersuchung von solchen Lichtquellen auf, bei denen z. B. der Teil MM' eine andere Wellenlänge aussendet als der Teil NN'. In diesem Falle ist eine gleichzeitige Untersuchung des ganzen Spektralbereiches zwischen Grün und Violett nur dann möglich, und zwar unter bedeutendem Helligkeitsverlust, wenn man die Teile MM' und NN' der Lichtquelle abblendet und nur den gemeinsamen Teil $M'N$ bestehen läßt. In dem in der Abbildung dargestellten Falle, in dem die Entfernung zwischen Lichtquelle L und Interferenzplatte $Pl\,a = 30$ cm und ferner die Ausdehnung MN' der Lichtquelle das $1\,{}^1/_2$ fache der Höhe AB des Plattenprismas beträgt, büßen die Interferenzstreifen die Hälfte

(bei $e = 10$ cm noch $^1/_6$) ihrer ursprünglichen Helligkeit ein.

Man kann die geschilderten Schwierigkeiten zwar dadurch abschwächen, daß man mit der Lichtquelle möglichst dicht an die Interferenzplatte herangeht (bei $e = 1$ cm würde z. B. durch Abblenden der Teile MM' und NN' nur noch ein Helligkeitsverlust von $^1/_{20}$ der ursprünglichen Helligkeit eintreten); jedoch ist durch die Natur der Lichtquelle häufig eine größere Entfernung zwischen Lichtquelle und Interferenzplatte bedingt.

b) Dispersion bei Zwischenschaltung von Linsen

Noch größer als in dem eben geschilderten Falle, wo die Lichtquelle direkt vor die Interferenzplatte gestellt wird, werden die Schwierigkeiten, wenn man zwischen Lichtquelle L und Interferenzplatte Pl eine Linse L_1 einschiebt und

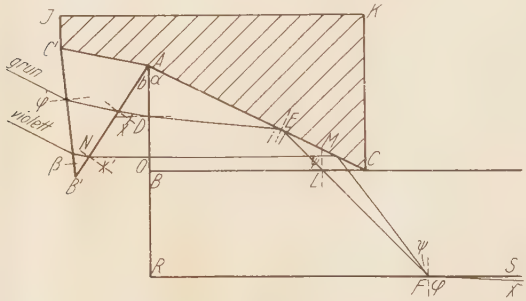

Abb. 2. Aufhebung der Dispersion durch ein Hilfsprisma

die Lichtquelle durch die Interferenzplatte hindurch auf die Bildebene der Interferenzstreifen abbildet, wobei die Lichtquelle etwa in den Brennpunkt der Linse zu stehen kommt. Dann durchsetzen alle von einem einzigen Punkte ausgehenden Strahlen die Interferenzplatte parallel; dabei sind die Einfallswinkel für die verschiedenen Punkte verschieden, und die Interferenzstreifen verschiedener Ordnungen einer Spektrallinie entsprechen verschiedenen Punkten der Lichtquelle. Die Dispersion des Plattenprismas hat dann zur Folge,

daß auch die Interferenzstreifen verschiedener Spektrallinien, die gleichen Austrittswinkeln aus der Interferenzplatte zugeordnet sind, ganz verschiedenen Punkten der Lichtquelle entsprechen, und zwar ist der Abstand der einzelnen Punkte recht bedeutend: so beträgt z. B. die Entfernung e derjenigen Punkte, welche die letzten Interferenzstreifen der grünen Linie vom Brechungsindex $n_1 = 1{,}5783$ (bzw. $n_1 = 1{,}5442$)*) einerseits und die letzten Interferenzstreifen der violetten (bzw. ultravioletten) Linie vom Brechungsindex $n_2 = 1{,}6026$ (bzw. $n_2 = 1{,}6250$) andrerseits erzeugen, für eine Glas- (bzw. Quarz-)Platte mit einem Plattenprisma vom Spitzenwinkel $\alpha = 64^0$ (vgl. Abb. 2) $e = 6$ (bzw. 19) mm — entsprechend einem Winkel $\Delta\chi = 1^0 7'$ (bzw. $3^0 37'$) —, wenn die Brennweite der abbildenden Linse $f = 30$ cm beträgt. Bei dieser zweiten Methode können die Schwierigkeiten bei Untersuchungen inhomogener Lichtquellen oder bei Ultraviolettuntersuchungen übrigens durch keine Vorsichtsmaßregeln vermieden werden.

c) Günstige Wirkung der Dispersion

Eine möglichst große Dispersion der Lummer-Gehrcke-Platte wiederum kann z. B. dann von Vorteil sein, wenn man beide Polarisationszustände gleichzeitig beobachten will, da bei geringer Dispersion eine Überlagerung beider Interferenzbilder eintritt.

2. Beseitigung der durch die Dispersion im Plattenprisma der Lummer-Gehrcke-Platte verursachten Schwierigkeiten

a) Aufhebung der Dispersion

α) Glasplatte. Eine Aufhebung der Dispersion zunächst erreicht man am besten dadurch, daß man nach Art der Abb. 2 ein Hilfsprisma $AB'C'$ von gleichem Glase wie das Plattenprisma ABC

*) Die in Klammern eingeschlossenen Angaben beziehen sich auf Quarz, so daß der Text mit Fortlassung der Klammern für die Glasplatte, der Text mit den Angaben in den Klammern für die Quarzplatte zu lesen ist.

und von geeignet gewähltem brechenden Winkel β so vor der Platte anbringt, daß die Strahlen, welche die Interferenzplatte unter einem Winkel $\varphi = 88^0$ verlassen, das Hilfsprisma in Minimumstellung passieren — in welcher Stellung bekanntlich z. B. der geringste Helligkeitsverlust eintritt —, und berechnet den brechenden Winkel β so, daß die Dispersion des Plattenprismas für diese unter 88^0 austretenden Strahlen vollständig aufgehoben wird. Dabei berechnet sich die Dispersion $\Delta\chi$ am besten aus der Formel

$$\cos\chi \cdot \Delta\chi = -\frac{\sin A \cdot n \cdot \Delta n}{\sqrt{n^2 - \sin^2\varphi}},$$

wo A den brechenden Winkel bedeutet, der beim Hilfsprisma direkt mit dem Winkel β gegeben ist

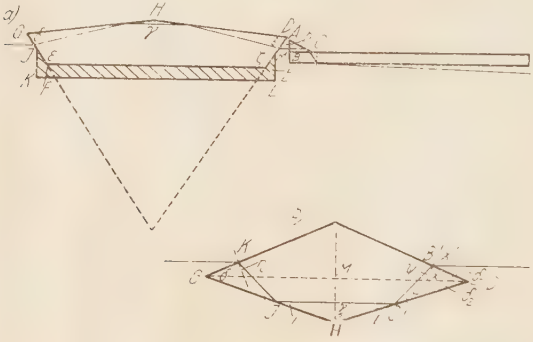

Abb. 3. Aufhebung der Dispersion durch ein Kesslersches Hilfsprisma

und beim Plattenprisma aus dem Spitzenwinkel $BAC = \alpha$ nach der Gleichung $A = 2\alpha - 90^0$ berechnet wird.

Noch besser als das Hilfsprisma der Abb. 2 wählt man das Kesslersche[57]) Prisma in der in Abb. 3 a dargestellten abgestumpften Form, da dieses den Vorteil der Geradsichtigkeit bietet. Ein Prisma aus einer Kombination von Kron- und Flintglas wäre dagegen nicht ratsam, da bei seiner Anwendung noch ein sekundäres Spektrum übrig bliebe. Der Neigungswinkel b zwischen der

Fläche DE des Hilfsprismas $DEFGH$ und der Fläche AB des Plattenprismas ABC und der in Abb. 3 nicht direkt erkennbare brechende Winkel C sind ebenso groß zu wählen wie beim Hilfsprisma der Abb. 2. Die Prismenwinkel γ, δ, ε, ζ des Kesslerschen Hilfsprismas berechnen sich aus den Gleichungen: $C = \gamma - 2\delta$, $\frac{\gamma}{2} + \delta = 180^0 - \chi'$, $\varepsilon = \zeta = 270^0 - \delta - \frac{\gamma}{2}$.

Damit der Neigungswinkel b ein für allemal justiert bleibt, muß man das Hilfsprisma in starre Verbindung mit dem Plattenprisma bringen. Nach Abb. 2 ist es auf ein Metallstück $C'IKCAC'$ aufgekittet, das auf das Plattenprisma aufgelegt ist, nach Abb. 3 ist es auf einen Metallklotz $IKLM$ aufgelegt, der am besten mit der Interenzplatte in einem gemeinsamen Gehäuse untergebracht ist.

β) Quarzplatte. Man wählt am besten ein Hilfsprisma aus Quarz, dessen brechende Kante, ebenso wie die des Plattenprismas, in die Richtung der optischen Achse fällt, so daß also bei genauer Parallelität der brechenden Kanten von Hilfsprisma und Plattenprisma die optischen Achsen von Hilfsprisma, Plattenprisma und planparalleler Platte zusammenfallen. Bei Verwendung eines solchen Hilfsprismas braucht man im Gegensatz zu einer ohne Hilfsprisma benutzten Quarzplatte einen besonderen Polarisationsapparat zur Trennung des ordentlichen und des außerordentlichen Interferenzbildes, da ja das Hilfsprisma die Prismenwirkung des Plattenprismas für die zur Beobachtung kommenden, fast streifend austretenden Strahlen aufhebt und daher das ordentliche und außerordentliche Interferenzbild zusammenfallen.

Die Berechnung der Hilfsprismen für die Quarzplatte erfolgt genau wie bei der Glasplatte, wobei man als Brechungsindex am besten den Wert n_ω der Tabelle 2, S. 56 für die ordentlichen Strahlen benutzt. Für die Berechnung des Strahlenganges der außerordentlichen Strahlen ist ebenso durchweg der Wert n_ε der Tabelle 2 zu verwenden, da die in der Brennebene des Fernrohrs zur Inter-

ferenz kommenden Strahlen sowohl auf das Plattenprisma als auch auf das Hilfsprisma in einer zur optischen Achse senkrechten (bzw. nahezu senkrechten) Ebene einfallen, der außerordentliche Strahl also ebenfalls dem Snelliusschen Brechungsgesetz gehorcht und einen vom Einfallswinkel unabhängigen Brechungsindex n_ε besitzt.

b) Ergebnis der Rechnung

Die genaue Rechnung ergibt, daß beispielsweise die Dispersion des Plattenprismas einer Glas- (bzw. Quarz-)*) Platte, welche sowohl im Plattenprisma als auch in der planparallelen Platte die Brechungsindizes der Tabelle 1 (bzw. 2) aufweist, und deren Plattenprisma den Spitzenwinkel $\alpha = 64^0\,17'\,24''$ (bzw. $63^0\,58'\,36''$) besitzt, für die fast streifend aus der Interferenzplatte austretenden (ordentlichen) Strahlen vollständig aufgehoben wird, wenn man als Hilfsprisma entweder ein gewöhnliches Prisma aus gleichem Glase wie das Plattenprisma und vom brechenden Winkel $\beta = 39^0\,16'\,26''$ (bzw. $38^0\,27'\,58''$) nach Art der Abb. 2 vorschaltet,

Tabelle 1

λ	n
5769	1,5783 $= n_1$
5467	1,5809
4916	1,5868
4358	1,5956
4074	1,6026 $= n_2$

Tabelle 2

λ	n_ε	n_ω
589	1,5533	1,5442 $= n_1$
486	1,5590	1,5497
410	1,5660	1,5565
274	1,5981	1,5875
219	1,6370	1,6250 $= n_2$

dessen Fläche AB' gegen die Vorderfläche AB des Plattenprismas um den Winkel $b = 32^0\,35'\,13''$ (bzw. $32^0\,21'\,49''$) geneigt ist, oder aber ein Kesslersches Prisma aus gleichem Glase wie das Plattenprisma nach Art der Abb. 3a anbringt, das die Prismenwinkel $\gamma = 167^0\,3'\,0''$, $\delta = 63^0\,53'\,17''$ und $\varepsilon = \zeta = 122^0\,35'\,13''$ (bzw. $\gamma = 166^0\,52'\,10''$, $\delta = 64^0\,12'\,6''$ und $\varepsilon = \zeta = 122^0\,21'\,49''$) und folgende Seitenlängen aufweist: GD: 24 cm, GH und DH: je 12 cm, FG und DE: je 3 cm, und dessen Fläche DE gegen die Vorderfläche AB des Plattenprismas gleich-

*) Vgl. Anm. S. 53.

falls um den Winkel $b = 32^0 35' 13''$ (bzw. $32^0 21' 49''$) geneigt ist. Nach diesen Zahlenangaben kann sich jeder für seine planparallele Platte das für ihn passende Hilfsprisma schleifen lassen.

c) Grad der erreichten Dispersionsaufhebung

Die obigen Hilfsprismen wurden zwar so berechnet, daß die Dispersion des Plattenprismas für die unter 88^0 aus der Interferenzplatte austretenden (ordentlichen) Strahlen vollständig aufgehoben wird. Jedoch kann auch die Dispersion des Plattenprismas praktisch für den ganzen Winkelbereich von 83^0 bis 90^0 als aufgehoben gelten — bei einer 10 mm dicken Interferenzplatte z. B. also für die letzten 200 Interferenzstreifen —, und zwar bei einer Quarzplatte sowohl für die ordentlichen als auch für die außerordentlichen Interferenzstreifen. Während nämlich für eine ohne Hilfsprisma verwendete Glas- (bzw. Quarz-) Platte die unter $\varphi = 88^0$ aus der Interferenzplatte austretenden grünen und violetten (bzw. ultravioletten) Strahlen beim Einfall auf die Vorderfläche AB des Plattenprismas einen Winkel $1^0 7'$ (bzw. $3^0 37'$) miteinander bilden (vgl. S. 53), sind bei Verwendung des Hilfsprismas die unter 90^0 aus der Interferenzplatte austretenden grünen und violetten (bzw. ultravioletten) Strahlen beim Einfall auf die Vorderfläche $B'C'$ bzw. FG der Hilfsprismen nur um $\delta\varphi' = 2''$ (bzw. $5''$), die unter 83^0 austretenden grünen und violetten (bzw. ultravioletten) Strahlen nur um $\delta\varphi' = 16''$ (bzw. $54''$) gegeneinander geneigt, so daß die Ausgangspunkte der betreffenden Strahlen bei der unter 1 b besprochenen Methode für $\varphi = 90^0$ nur um $e = 0{,}003$ (bzw. 0,008) mm, für $\varphi = 83^0$ nur um $e = 0{,}02$ (bzw. 0,08) mm auseinanderliegen; auch für die unter 88^0 aus der Interferenzplatte austretenden grünen und violetten außerordentlichen Strahlen beträgt der Winkelunterschied beim Einfall auf die Vorderfläche $B'C'$ bzw. FG der Hilfsprismen nur $\delta\varphi' = 2'8''$, ist also nur um $^1/_3$ größer als der Winkel $\delta\varphi' = 1' 33''$, welchen die unter 88^0 und die unter $87^1/_2{}^0$ aus der Interferenzplatte austretenden or-

dentlichen Strahlen, also diejenigen Strahlen miteinander bilden, die zu den gleichzeitig beobachteten Interferenzstreifen verschiedener Ordnung ein und derselben Spektrallinie gehören (vgl. S. 52). Nicht nur praktisch, sondern vollständig aufgehoben wird die Dispersion des Plattenprismas durch die unter 2 b) berechneten Hilfsprismen in dem Spektralgebiet zwischen Grün und Violett in dem ganzen Winkelbereich von $87^1/_2{}^0$ bis $88^1/_2{}^0$, der bekanntlich für die Interferenzuntersuchungen am vorteilhaftesten ist, und der bei einer 10 mm dicken Interferenzplatte etwa 12 Interferenzstreifen enthält; für das größere Spektralgebiet zwischen Grün und Ultraviolett bleibt allerdings auch in diesem Falle noch eine geringe, aber praktisch zu vernachlässigende Dispersion übrig, indem z. B. bei einer Quarzplatte die unter $87^1/_2{}^0$ aus der Interferenzplatte austretenden grünen und ultravioletten Strahlen beim Einfall auf die Vorderfläche $B'C'$ bzw. FG der Hilfsprismen noch einen Winkel von $\delta\varphi' = 3''$ miteinander bilden ($e = 0{,}004$ mm).

d) Praktische Herstellung der Prismen

Hierbei ist zunächst zu bemerken, daß die Prismenwinkel β bzw. γ und δ nicht absolut genau mit den unter 2 b) berechneten Winkeln β, γ, δ übereinzustimmen brauchen. Die vollständige Aufhebung der Dispersion des Plattenprismas läßt sich vielmehr für die letzten, zum Austrittswinkel $\varphi = 88^0$ gehörenden Interferenzstreifen auch durch Hilfsprismen von anderen brechenden Winkeln als den berechneten erreichen, wenn man den Neigungswinkel b zwischen Plattenprisma und Hilfsprisma entsprechend abändert, also z. B. für eine Glas- (bzw. Quarz-) Platte bei Verwendung eines Hilfsprismas vom brechenden Winkel $\beta = 38^0$ (37^0) oder 41^0 (40^0) einen Neigungswinkel $b = 36^0\ 31'\ 0''$ bzw. $22^0\ 9'\ 10''$ ($36^0\ 51'\ 57''$ bzw. $24^0\ 9'\ 30''$)*) wählt. Und zwar ist eine Abweichung des brechenden Winkels nach kleinen Werten günstiger als eine solche nach

*) Vgl. Anm. S. 53.

großen, also z. B. ein brechender Winkel von 38^0 einem sochen von 41^0 vorzuziehen, da bei größerem Winkel sich auch der Winkel $\delta\varphi'$ vergrößert, den zwei Strahlen benachbarter Ordnung ein und derselben Spektrallinie miteinander bilden (vgl. S. 52), während dieser Winkel $\delta\varphi'$ sich bei kleinerem Winkel β verkleinert. Eine zu große Abweichung des brechenden Winkels von dem berechneten Werte ist jedoch nicht ratsam, vor allem deswegen, weil ein Hilfsprisma von anderen als den berechneten Winkeln von den unter 88^0 aus der Interferenzplatte austretenden Strahlen nicht mehr in Minimumstellung durchlaufen wird und mit zunehmender Abweichung der benutzten von den berechneten Winkeln auch die Abweichung von der Minimumstellung zunimmt. Beim Kesslerschen Prisma kommt noch hinzu, daß es um so weniger als geradsichtiges Prisma wirkt, je mehr seine Winkel von den berechneten Werten abweichen. Bei einer Abweichung der Prismenwinkel um nur 1^0 von den berechneten ist die Ablenkung der unter 88^0 aus der Interferenzplatte austretenden Strahlen noch gering; sie beträgt im Höchstfalle nur 2^0, während z. B. ein gewöhnliches Prisma der Abb. 2 die Strahlen um 20^0 bis 30^0 ablenkt.

Ähnlich liegen die Verhältnisse für die Genauigkeit des Neigungswinkels b. Eine Abweichung von b um $^1/_2{}^0$ bewirkt z. B. bei dem Prisma der Abb. 2 für Glas (Quarz), daß für die unter $\varphi = 88^0$ aus der Interferenzplatte austretenden violetten (ultravioletten) und grünen Strahlen an der Vorderfläche $B'C'$ des Hilfsprismas eine Dispersion von nur 28″ (50″) bzw. bei einer Brennweite von $f = 30$ cm der abbildenden Linse eine Entfernung der Ausgangspunkte von $e = 0{,}04$ (0,07) mm bestehen bleibt (betr. e vgl. S. 53 u. 60).

e) Verstärkung der Dispersion des Plattenprismas

Zu diesem Zwecke muß man nach Art der Abb. 4 ein Hilfsprisma mit paralleler, gleichliegender Kante vor dem Plattenprisma anbringen. Zur

Vermeidung der Ablenkung der Strahlen durch das Hilfsprisma kann man wieder ein Kesslersches Prisma benutzen, das dann in der Stellung der Abb. 5 zu verwenden ist.

Benutzt man als Hilfsprismen die unter 2b) (S. 56) berechneten Hilfsprismen in der neuen Stellung der Abb. 4 und 5, so wird die Dispersion der Lummer-Gehrcke-Platte verdoppelt, und die unter $\varphi = 88^0$ aus der Interferenzplatte austretenden Strahlen von den Brechungsindizes n_1 und n_2 (betreffs n_1 und n_2 vgl. Tabelle 1 und 2,

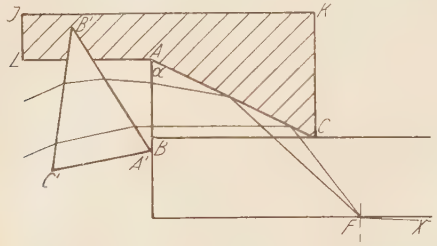

Abb. 4. Verstärkung der Dispersion durch ein Hilfsprisma

S. 56) weisen beim Einfall auf die Fläche $B'C'$ bzw. FG der Hilfsprismen die folgende Dispersion auf:

a) Platte aus Glas (Hilfsprisma: $\beta = 39^0\,16'\,26''$, $b = 32^0\,35'\,13''$): $\Delta\varphi' = 2^0\,13'\,10''$ ($e = 12$ mm).

b) Platte aus Quarz (Hilfsprisma: $\beta = 38^0 27'\,58''$, $b = 32^0\,21'\,49''$): beim ordentlichen Strahle: $\Delta\varphi' = 7^0\,13'\,36''$ ($e = 38$ mm), beim außerordentlichen Strahle: $\Delta\varphi' = 7^0\,29'\,20''$ ($e = 40$ mm).

Dabei ist unter e wieder die Entfernung derjenigen beiden Punkte zu verstehen, welche die unter $\varphi = 88^0$ aus der Interferenzplatte austretenden Strahlen von den beiden Brechungsindizes n_1 und n_2 aussenden, wenn man die unter 1b besprochene Methode benutzt, und wenn die Brennweite der abbildenden Linse $f = 30$ cm beträgt.

Benutzt man statt der obigen Hilfsprismen solche vom brechenden Winkel $\alpha = 60^0$, die gegen das Plattenprisma um $b = 53^0\,15'\,19''$ (Glas) bzw.

$54^0\,20'\,25''$ (Quarz) geneigt sind, so besitzen die unter $\varphi = 88^0$ parallel aus der Interferenzplatte austretenden Strahlen von den Brechungsindizes n_1 und n_2 beim Einfall auf die Fläche $B'C'$ bzw. FG

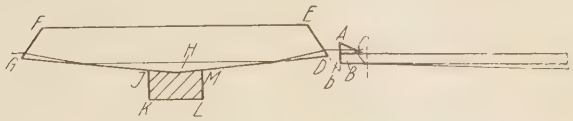

Abb. 5. Verstärkung der Dispersion durch ein Kesslersches Hilfsprisma

der Hilfsprismen (die übrigens wieder für diese Strahlen in Minimumstellung stehen) die folgende Dispersion:

a) Platte aus Glas ($\beta = 60^0$, $b = 53^0\,15'\,19''$): $\Delta\varphi' = 3^0\,26'\,19''$ ($e = 17$ mm).

b) Platte aus Quarz ($\beta = 60^0$, $b = 54^0\,20'\,25''$) beim ordentlichen Strahl: $\Delta\varphi' = 10^0\,23'\,24''$ ($e = 54$ mm) und beim außerordentlichen Strahl: $\Delta\varphi' = 11^0\,3'\,6''$ ($e = 58$ mm).

Ein Kesslersches Prisma muß in diesem Falle (entsprechend $\beta = 60^0$) die folgenden Winkel aufweisen:

a) Platte aus Glas: $\gamma = 156^0\,44'\,41''$, $\delta = 48^0\,22'\,21''$, $\varepsilon = \zeta = 143^0\,15'\,18''$.

b) Platte aus Quarz: $\gamma = 155^0\,39'\,35''$, $\delta = 47^0\,49'\,48''$, $\varepsilon = \zeta = 144^0\,20'\,25''$.

Die Kanten GH und DH müssen je etwa 9 cm, die Länge des Hilfsprismas dementsprechend 18 cm betragen, die Kanten DE und FG müssen mindestens $1^3/_4$ cm lang sein.

Zusammenfassung

Teil A

Im Teil I wird der Starkeffekt des Eisens nach der Kathodenschichtmethode mit einem Glasspektrographen geringer Dispersion untersucht. Die Theorie des Poleffekts als Starkeffekt erhält neue Stützen, da der Starkeffekt bei den gleichen Linien auftritt wie der Poleffekt, und zwar mit derselben Verschiebungsrichtung. Im

Teil IIa wird ein stabiler Eisenbogen bei den Stromstärken von 0,18 und 0,5 Amp. mit einer Lummer-Gehrcke-Platte von 10 mm Dicke untersucht. Es zeigen sich zunächst Feinheiten in der Feinstruktur der Bogenentladung:

a) Zwischen dem kathodischen Büschel und der positiven Säule zeigt sich ein Dunkelraum, der dem Faradayschen Dunkelraum entspricht. Die Entladung zeigt große Analogie mit einer Vakuumentladung.

b) In demjenigen Gebiet an der Kathode, in welchem bekanntlich die Funkenlinien auftreten, erscheinen die *a*-Linien im Vergleich zum Kathodenbüschel geschwächt, die *b*-Linien etwas, die *c*- und *d*-Linien sehr verstärkt.

c) Hinsichtlich der Feinstruktur der Eisenlinien wird gefunden:

1 α) Die Eisenlinien zeichnen sich bei den kleinen Stromstärken durch große Linienschärfe aus.

β) Noch bei der Stromstärke von 0,5 Amp. erscheinen 6 violette Linien der Druckklasse *b* mit einer feinen Selbstumkehr. Bei den *d*-Linien ist dagegen eine Selbstumkehr auch photometrisch nicht nachweisbar.

2 α) Der Poleffekt an der Kathode bleibt bei den kleinen Stromstärken immer noch bestehen. Er tritt im Kathodenbüschel auf, innerhalb dessen er bei Annäherung an die Kathode allmählich zunimmt. Für die beiden Stromstärken von 0,18 und 0,5 Amp. ergibt sich der gleiche Wert des Poleffekts, und zwar derselbe, wie ihn John und Babcock[2]) beim 6-Amp.-Pfundbogen beobachteten. Die Verschiebung des Intensitätsmaximums ist in allen von mir untersuchten Fällen mit einer starken unsymmetrischen Verbreiterung verbunden, die bei Annäherung an die Kathode in gleicher Weise zunimmt wie die Linienverschiebung, während dagegen poleffektfreie Linien keine merkliche Verbreiterung zeigen; es scheint somit beim Poleffekt ein inniger Zusammenhang zwischen Linienverbreiterung und Linienverschiebung zu bestehen. Eine besonders starke Linienverbreiterung erleiden die Eisenlinien beim Übergang vom Kathodenbüschel zum Funkenliniengebiet, und zwar sowohl die Linien der Druckklassen *c* und *d* als auch die Linien der Druckklasse *b* und (*a*?). Es scheint, als ob das Funkenliniengebiet der Hauptsitz des Poleffekts ist, der im Kathodenbüschel allmählich bis auf 0 zurückgeht.

β) An der Anode des Eisenbogens ist bei den kleinen Stromstärken unterhalb von 1 Amp. kein Poleffekt mehr nachweisbar. Die Tatsache, daß an der Anode beim Übergang von mittleren zu kleinen Stromstärken außer dem Poleffekt auch die Funkenlinien des Eisens verschwinden, daß anderer-

seits an der Kathode der Poleffekt scheinbar gerade im Funkenliniengebiet seinen größten Wert besitzt, läßt einen innigen Zusammenhang zwischen dem Auftreten des Poleffekts und dem Auftreten der Funkenlinien erkennen. Da das Erscheinen der Funkenlinien auf große Ionendichte schließen läßt, können diese beiden Beobachtungen als Argument für die Theorie des Poleffekts als intramolekularer Starkeffekt aufgefaßt werden. Im

Teil IIb wird die Gesetzmäßigkeit des Poleffekts der *d*-Linien des Eisens untersucht. Es ergibt sich

a) daß der mittlere Poleffekt der verschiedenen Multipletts nicht, wie in der Literatur vielfach behauptet wird, von der mittleren Termsumme abhängt, sondern vielmehr linear von der mittleren Wellenzahl; und zwar nimmt er mit steigender Wellenzahl ab, im Gegensatz zum Druckeffekt des Eisens, der mit steigender Wellenzahl zunimmt. Der Poleffekt läßt sich auffassen als Differenz der Einzelverschiebungen der beiden kombinierenden Terme. Bezeichnet man die beiden Terme $a\,^5D^*$ und $b\,^5D$ als Hauptterme des gestrichenen bzw. des ungestrichenen Systems, so ist die Verschiebung eines Terms zusammengesetzt aus der Verschiebung des zugehörigen Hauptterms und einer weiteren Verschiebung, die proportional ist der Entfernung des betreffenden Terms von diesem Hauptterm. Diese letzte Termverschiebung ist bei den Termen $a\,^5P^*$ und $a\,^7P^*$ doppelt so groß und von entgegengesetztem Vorzeichen wie bei den *D*- oder *F*-Termen oder dem Term $a\,^3P^*$.

b) Ferner wird die Abhängigkeit des Poleffekts von dem Seriencharakter der einzelnen Multipletts untersucht und mit den bisherigen Erfahrungen beim Starkeffekt verglichen. Dabei fällt vor allem auf, daß der Poleffekt innerhalb einer Serie abnimmt, welche Tatsache sich jedoch mit den bisherigen Erfahrungen beim Starkeffekt dadurch in Einklang bringen läßt, daß man die Verschiebung des Endterms (ähnlich wie beim Starkeffekt des Mn) als größer annimmt als die des Anfangsterms. Unter dieser Voraussetzung bestätigt sich scheinbar auch das zweite bekannte Starkeffektgesetz, welches die Zunahme des Effekts mit der azimutalen Quantenzahl behauptet.

c) Eine Untersuchung der Beziehung des Poleffekts zur inneren Quantenzahl ergibt endlich, daß den kleineren inneren Quantenzahlen im Mittel ein kleinerer Poleffekt entspricht.

Teil B

Es wird mit einem Glas- bzw. Quarzspektrographen geringer Dispersion das Eisenspektrum in der Wasserstoffflamme

untersucht und mit den geschätzten Intensitäten angegeben. In dieser Flamme erscheinen die *a*-Linien im Vergleich zu den *b*-Linien sowohl gegenüber dem Eisenbogen als auch gegenüber der Wasserstoff-Sauerstoffflamme und dem Mantel der Leuchtgasflamme merklich verstärkt. Im besonderen ergibt sich, daß die Linien höherer Anregungsstufen (*b*-Linien) gegenüber den Linien niederer Anregungsstufen (*a*-Linien) allmählich immer stärker hervortreten, wenn man in der Reihe

Wasserstoffflamme, Mantel der Leuchtgasflamme,
Wasserstoff–Sauerstoffflamme, Bogen

von links nach rechts fortschreitet. Unter allen bisher bekannten Flammen besitzt die Wasserstoffflamme die geringste mittlere Anregungsenergie.

Anhang

Es wird berechnet, wie man durch Vorschalten geeigneter Hilfsprismen die häufig recht lästige Dispersion im Plattenprisma der Lummer-Gehrcke-Platte beseitigen oder im Bedarfsfalle auch verstärken kann. Die Rechnung lehrt, daß ein vor dem Plattenprisma geeignet angebrachtes Hilfsprisma von annähernd 40^0 die Dispersion des Plattenprismas aufhebt bzw. verdoppelt (je nach der Stellung des Hilfsprismas), während ein Hilfsprisma von 60^0 bei geeigneter Stellung die durch das Plattenprisma verursachte Dispersion auf das Dreifache steigert.

Zum Schluß sei mir gestattet, meinem verehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. E. Gehrcke für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine ständige Teilnahme und sein förderndes Interesse meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen. Ferner danke ich den Herren Dr. L. Janicki und Dr. E. Lau für gelegentliche Hilfeleistung und Ratschläge. Zu besonderem Dank bin ich ferner dem Hrn. Präsidenten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Prof. Dr. F. Paschen verpflichtet, der mir an der Reichsanstalt Gastfreundschaft gewährte und mir die Laboratoriumsmittel zur Durchführung meiner Arbeit zur Verfügung stellte.

Literaturverzeichnis

1) F. Goos, Ztschr. f. wissenschaftl. Photographie **12**. S. 259. 1913.
2) Ch. E. St. John u. H. D. Babcock, Astrophys. Journ. **42**. S. 231. 1915.
3) Ch. E. St. John u. H. D. Babcock, Astrophys. Journ. **46**. S. 138. 1917.

4) K. Burns, W. F. Meggers u. P. W. Merrill, Scient. Pap. of. Bur. of Stand. **13**. S. 245. 1916.
5) H. Nagaoka, Astrophys. Journ. **53**. S. 329. 1921.
6) H. Nagaoka u. Y. Sugiura, Jap. Journ. of Phys. **3**. S. 45. 1924.
7) T. Royds, Kodaik. Observatory Bulletin **40**. 1916.
8) T. Royds, Astrophys. Journ. **45**. S. 112. 1917.
9) H. G. Gale u. W. T. Whitney, Astrophys. Journ. **43**. S. 161. 1916.
10) W. T. Whitney, Astrophys. Journ. **44**. S. 65. 1916.
11) H. G. Gale, Astrophys. Journ. **45**. S. 142. 1917.
12) F. T. Holmes, Phys. Rev. II **35**. S. 652. 1930.
13) R. E. Harris, Astrophys. Journ. **59**. S. 261. 1924.
14) J. M. Mohr, Compt. rend. **180**. S. 1397. 1925.
15) G. S. Monk, Astrophys. Journ. **57**. S. 222. 1923.
16) S. Brendel-Wirminghaus, Ztschr. f. wissenschaftl. Photographie **20**. S. 229. 1921.
17) H. D. Babcock, Astrophys. Journ. **67**. S. 240. 1928.
18) H. G. Gale u. W. S. Adams, Astrophys. Journ. **37**. S. 391. 1913.
19) A. S. King, Pap. of Mount Wilson Solar Observatory, Part I. 1912.
20) J. Stark, Jahrb. d. Radioakt. **12**. S. 349. 1915.
21) A. S. King, Astrophys. Journ. **62**. S. 238. 1925.
22) A. S. King, Astrophys. Journ. **41**. S. 373. 1915.
23) J. Stark, Handb. d. Exp. Phys. von W. Wien u. F. Harms XXI. S. 523. 1927.
24) F. Zöllner, Pogg. Ann. **142**. S. 88. 1871.
25) J. Holtsmark, Ztschr. f. Phys. **34**. S. 722. 1925.
26) T. Takamine, Astrophys. Journ. **50**. S. 23. 1919.
27) E. Gehrcke, Handb. d. phys. Optik I S. 96. 1927.
28) Ch. Fabry u. H. Buisson, Compt. rend. **146**. S. 751. 1908.
29) H. W. Malcolm u. H. Th. Simon, Phys. Ztschr. **8**. S. 471. 1907.
30) W. G. Cady u. H. D. Arnold, Phys. Ztschr. **8**. S. 890. 1907; W. G. Cady, Phys. Ztschr. **14**. S. 296. 1913.
31) H. Schmick u. R. Seeliger, Phys. Ztschr. **29**. S. 168. 1928.
32) A. Hagenbach u. H. Veillon, Phys. Ztschr. **11**. S. 833. 1910; A. Hagenbach, Phys Ztschr. **12**. S. 1015. 1911.
33) E. Lau, Ztschr. f. techn. Phys. **8**. S. 537. 1927; Ztschr. f. Instrumentenkde. **49**. S. 57. 1929.
34) O. D. Chwolson, Lehrb. d. Phys. **2**. S. 759 u. 760. 1919.
35) S. L. Czapski u. O. Eppenstein, Grundzüge d. Theorie d. opt. Instrumente S. 588 u. 595. 1924.
36) H. D. Curtis, I. O. S. A. and R. S. I. **8**. S. 697. 1924.
37) O. v. Baeyer, Phys. Ztschr. **9**. S. 831. 1908; W. Wien u. F. Harms, Handb. d. exp. Phys. XXI. S. 330. 1927.
38) P. W. Merrill, Astrophys. Journ. **56**. S. 475. 1922.
39) H. Kayser, Handb. d. Spektroskopie Bd. 7.
40) A. H. Pfund, Astrophys. Journ. **27**. S. 296. 1908.
41) E. Banderet, Diss. Basel 1912; Handb. d. Exp. Phys. XIII_3. S. 593. 1927.
42) A. Catalań, Nature **113**. S. 889. 1924.
43) H. Konen, Hand. d. Phys. von H. Geiger u. K. Scheel XIX. S. 270. 1928.
44) F. M. Walters, I. O. S. A. and R. S. I. **8**. S. 245. 1924.
45) O. Laporte, Ztschr. f. Phys. **23**. S. 135. 1924.
46) H. Gieseler u. W. Grotrian, Ztschr. f. Phys. **25**. S. 165. 1924.
47) W. F. Meggers, Astrophys. Journ. **60**. S. 60. 1924.

48) H. N. Russell, Astrophys. Journ. **66**. S. 233. 1927.
49) K. Burns u. F. M. Walters, Publ. of the Allehgeny Observatory VI. S. 159. 1929.
50) Sir N. Lockyer u. H. E. Goodson, Proc. Roy. Soc. A **92**. S. 260. 1916.
51) Ch. de Watteville, Phil. Trans. **204**. S. 139. 1904.
52) G. A. Hemsalech, Phil. Mag. **33**. S. 1. 1917.
53) G. A. Hemsalech, Phil. Mag. **34**. S. 221. 1917; **36**. S. 209 u. 281. 1918.
54) G. A. Hemsalech u. Ch. de Watteville, Compt. rend. **146**. S. 748 u. 859. 1908.
55) G. A. Hemsalech u. Ch. de Watteville, Compt. rend. **146**. S. 962 u. 1389. 1908.
56) J. Meunier, Compt. rend. **172**. S. 678. 1921.
57) H. Kayser, Handb. d. Spektroskopie **1**. S. 376. Abb. 102.

Lebenslauf

Ich, Magdalena Adam, Tochter des Studienrats i. R. Prof. Dr. Rudolf Adam, wurde am 5. Dezember 1902 zu Berlin-Schöneberg geboren, bin evangelisch und preußische Staatsangehörige. Ostern 1909 trat ich in die höhere Mädchenschule III zu Berlin-Schöneberg ein, um dann Oktober 1909 auf das Auguste-Viktoria-Lyceum und die ihm angeschlossene Studienanstalt realgymnasialer Richtung zu Berlin-Steglitz überzugehen, an der ich Ostern 1922 die Reifeprüfung bestand. Nach einem halbjährigen Erholungsaufenthalt auf dem Lande bezog ich im Wintersemester 1922 die Universität Berlin, an der ich 12 Semester studierte. Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten Becker, Blasius, Byk, Gehrcke, Grotrian, Henning, von Laue, Pringsheim, Wehnelt in Physik, Bieberbach, Hamburger, Hammerstein, Löwner, von Mises, Schmidt, Schur, Szegö in Mathematik, Dessoir, Köhler, Liebert, Maier, Spranger, Stumpf, Vierkandt, Wertheimer in Philosophie, Marckwald, Schlenk in Chemie und Bodenstein in physikalischer Chemie, denen allen ich mich zu großem Dank verpflichtet fühle. Außer an den Vorlesungen, den physikalischen und mathematischen Übungen beteiligte ich mich am mathematischen Seminar und am physikalischen Proseminar; ferner an den beiden Anfängerpraktika im Physikalischen Institut der Universität, am physikalischen Praktikum für Fortgeschrittene im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule sowie am physikalisch-chemischen Praktikum des Physikalisch-Chemischen Institutes der Universität. Weitere praktische Ausbildung erhielt ich im Laboratorium des Herrn Privatdozenten Dr. Schulz bei C. P. Goerz, wo ich während der zweimonatigen Osterferien 1925 als Werkstudentin eingestellt war. Im Sommersemester 1926 trat ich als freiwillige Hilfsarbeiterin in die Physikalisch-technische Reichsanstalt zu Berlin-Charlottenburg ein, wo ich unter Leitung des Direktors Prof. Dr. E. Gehrcke meine Dissertation anfertigte.